



TITLE:

ヘリオトロンEプラズマ中の不純物の分光学的研究(Dissertation_全文)

AUTHOR(S):

近藤, 克己

CITATION:

近藤, 克己. ヘリオトロンEプラズマ中の不純物の分光学的研究. 京都大学, 1988, 工学博士

ISSUE DATE:

1988-03-23

URL:

<https://doi.org/10.14989/doctor.r6493>

RIGHT:

新 制
工
724
京大附図

ヘリオトロンEプラズマ中の
不純物の分光学的研究

1987

近 藤 克 己

ヘリオトロンEプラズマ中の
不純物の分光学的研究

1987

近藤克己

目 次

内 容 梗 概

第一章 序 論	1
§ 1-1 はじめに	1
§ 1-2 磁気閉じ込め装置による研究の発展	2
§ 1-3 ヘリオトロン磁場によるプラズマの閉じ込め及び加熱研究の歴史 ...	4
§ 1-4 磁場閉じ込め装置における分光学的方法による不純物研究の発展 ...	5
§ 1-5 本論文の目的及び意義	9
文 献	10
第二章 ヘリオトロンE装置	14
§ 2-1 はじめに	14
§ 2-2 ヘリオトロンE装置	14
§ 2-3 真空排気系	16
§ 2-4 電源装置	17
§ 2-5 プラズマ生成及び加熱装置	18
§ 2-6 ヘリカルヘリオトロン磁場	21
文 献	24
第三章 ヘリオトロンE装置での主な計測	26
§ 3-1 はじめに	26
§ 3-2 計測概説	26
3-3 計測各論	29
3-3-1 電子密度	29
3-3-2 電子温度	31
3-3-3 イオン温度	35
3-3-4 不 純 物	37
3-3-5 データ処理	38
文 献	40
第四章 真空紫外分光器による不純物計測	43
§ 4-1 はじめに	43

§ 4-2	斜入射真空紫外分光器による不純物計測	44
§ 4-3	分光写真による不純物イオンの同定	45
§ 4-4	光電測定及び感度校正	54
§ 4-5	不純物のイオンからの線輻射強度	57
§ 4-6	ま と め	60
	文 献	61
第五章	不純物注入による輸送過程の解析	63
§ 5-1	は じ め に	63
§ 5-2	レーザーブローオフ法	64
§ 5-3	ECHプラズマへのSi注入	66
§ 5-4	注入されたSiの拡散係数 D 及び内向速度 V	69
§ 5-5	ま と め	71
	文 献	73
第六章	レーザー誘起蛍光法による中性鉄原子測定	74
§ 6-1	は じ め に	74
§ 6-2	レーザー誘起蛍光法の原理	74
§ 6-3	ヘリオトロンE用レーザー誘起蛍光測定系	76
§ 6-4	同軸光学系の絶対感度校正	78
§ 6-5	ヘリオトロンE装置での中性鉄原子の測定	80
§ 6-6	ま と め	83
	文 献	85
第七章	総 括	86
附 録	Ti注入による禁制線の観測	87
謝 辞	89
発 表	90
論 文	91

内 容 梗 概

本論文は、ヘリオトロンE装置を用いて行う閉じ込め加熱実験で大きな影響を及ぼす不純物に関して、その種類、密度、輻射損失、輸送過程と発生機構について種々の分光学的方法を用いて実験的に明らかにしたものである。

全体は七章で構成されており、第一章では核融合実現にとりくむこれまでの研究の歴史、ヘリオトロン装置による研究成果を概説し、同時に不純物の研究の進展を示し、その重要性及び問題点を指摘し、かつ本論文の目的と意義を述べる。

第二章では、この研究の対象となったヘリオトロンE装置について特に実験目的、装置の概要及びヘリオトロン磁場の特徴を記す。

第三章では、実験を遂行する上で重要な各種プラズマパラメータの計測法について述べる。

第四章では、真空紫外分光器による不純物計測の重要性を示し、不純物イオンの種類、電離状態の同定、密度、輻射損失の評価を行う。

第五章では、不純物イオンの輸送過程に注目し、その解明に有力な不純物注入法を用いて拡散係数、対流速度の評価を行う。

第六章では、レーザー誘起蛍光法を用いて放電管壁近傍の中性鉄原子密度を測定し、その発生機構を明らかにする。

第七章では、本論文の総括を行い、今後の課題を指摘する。

本研究に関係ある発表及び論文は巻末に記した。

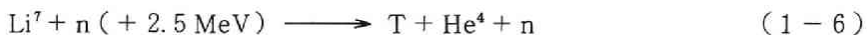
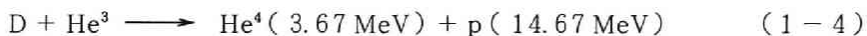
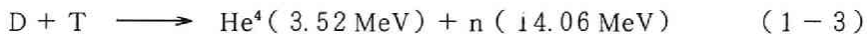
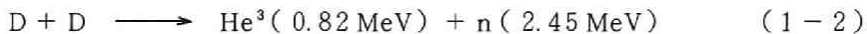
第一章 序 論

1-1 は じ め に

制御核融合反応の研究は、人類にとって新しいエネルギー源を引き出す方法を開発する上で極めて重要なものである。

特に資源の乏しい我国においては、燃料となる重水素が海水中から取り出せること、出力エネルギーが高いことから最もふさわしい方法と考えられている。⁽¹⁾

核融合反応によるエネルギー取り出しは、重水素、三重水素、ヘリウム等の核子一個あたりの結合エネルギーの水さい核が融合する時に生じる余剰エネルギーを利用するもので実用の可能性のある反応として次のものが考えられている。



炉心での D-D 及び D-T の反応の結果生じた中性子は、Liブランケットで高速中性子を減速し熱エネルギーから電気エネルギーへと変換される。又(1-5)の反応では、三重水素の増殖を行う。制御核融合反応としては、最終的には、クリーンな D-D 反応を目標としているが、D-T 反応はイオン温度 10 keV の時、D-D 反応に比べ 100 倍以上反応率が大きいので、核融合炉の物理及び工学的研究としては、まず D-T 炉の実現が目標とされている。

地上で制御核融合反応を実現し核反応エネルギーを有効に取り出すには、D-T 反応の反応率⁽²⁾が

$$\begin{aligned} \langle \sigma v \rangle_{DT} &\simeq 5.1 \times 10^{-16} [I_n(T_i) - 2.1] \quad (\text{cm}^3 \cdot \text{sec}^{-1}) \\ & \quad (10 < T_i < 50 \text{ keV}) \end{aligned}$$

で与えられることにより、 $T_i = 10 \text{ keV}$ で、 $\langle \sigma v \rangle_{DT} \simeq 10^{-16} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$ となり、多量の重水素、三重水素を反応させる必要がある。

従って核融合炉としては、燃料である重水素、三重水素のガスを高温に加熱して電離させ、その熱エネルギーによってクーロン反発力に打ち勝って反応を持続させねばならない。

そこで目標とされるプラズマパラメータは、Lawsonによって、温度 10 keV の時、密度と閉じ込め時間の積 $n\tau$ は、 $10^{14} \sim 10^{16} \text{ cm}^{-3} \text{ sec}$ が必要とされている。⁽³⁾

従って、制御核融合反応を実現させようとする研究では、高温プラズマを生成して、その閉じ込め及び加熱の機構を明らかにする事が最も重要な課題となっている。

現在、上に述べたローソン条件を達成する方法は、高密度、短時間で実現しようとする慣性核融合方式と、密度 10^{14} cm^{-3} 程度で、閉じ込め時間として 1 秒以上を目標とする磁気閉じ込め方式による研究が進められている。

更に装置の特徴によって図 1-1 に示すよう細かく分類される。このうちヘリオトロン装置は、プラズマ電流を必要としない、ヘリカルコイルによる回転変換によるプラズマを閉じ込める装置である。この装置は、将来の核融合核として考えた時、定常運転が可能であるという利点を有する。

以下の各節で磁場閉じ込め装置による研究の歴史とヘリオトロンによる研究経過の概略を述べる。第 4 節では、磁場閉じ込め装置における分光学的方法による不純物計測の発展について概説して第 5 節で本研究の目的と意義を示す。

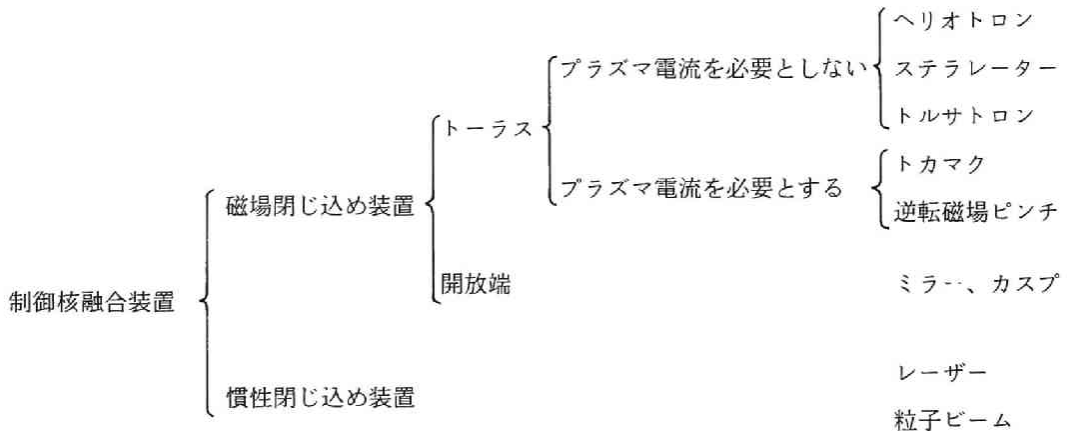


図 1-1 制御核融合装置の分類

1-2 磁気閉じ込め装置による研究の発展

磁気閉じ込め装置によるプラズマの研究は、特徴をもった装置群の建設、運転の変遷をみるとよくわかる。

図 1-2 には、ヘリオトロン、ステラレータ、^(4,5)トカマク^(6,7,8)系の主要装置の稼動状態と IAEA 主催のプラズマ物理と制御核融合の国際会議の開催地が示されている。

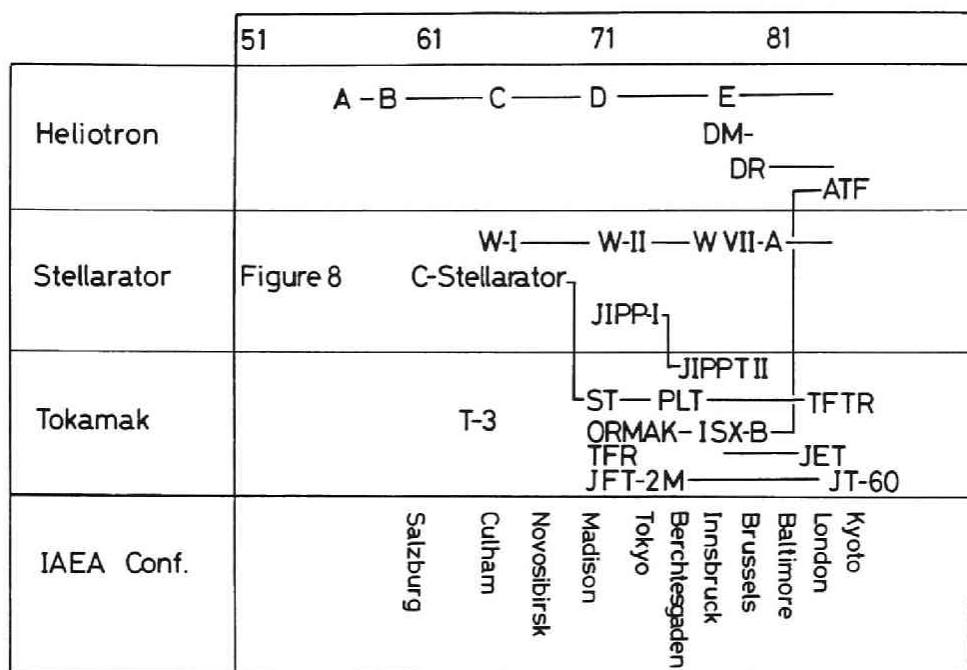


図 1-2 主な磁場閉じ込め装置の稼動状況と IAEA 会議の開催地

この図からわかるようにプラズマ閉じ込め実験は、1950年代の初めに、外部導体系の 8 字型ステラレータによって開始された。この装置では、トーラス装置による閉じ込めで最も基本的な概念である回転変換について深い認識が生まれた。⁽⁹⁾

次の C-ステラレータでは、プラズマ閉じ込め、加熱、ダイバータと今日もなお新鮮な問題となっている多くの研究の端緒が開かれた。しかし生成されたプラズマは、異常拡散によって急速に失われ期待されるパラメータの達成ができなかった。但しこの装置による実験が、プラズマの閉じ込め、加熱のむつかしさを示し、多くの理論家、実験家に対して解決すべき問題点を鮮明に提示した意義は極めて大きい。⁽¹⁰⁾

一方ソ連では、トカマク装置が考案され、ノボシビルスクでの第 3 回プラズマ物理と制御核融合国際会議でその成果が発表された。⁽¹¹⁾ そしてこのトカマク型装置は、一躍世界的に注目を引いた。更に彼らが主張した高い電子温度が、イギリスカラム研究所の測定グループによるルビーレーザートムソン散乱で確かめれると、⁽¹²⁾ より一層トカマク型装置への傾倒が進み、米国では、C-ステラレータが直ちに ST-トカマク装置に改造され T-3 と同様のパラメータを再現した。⁽¹³⁾

その後米国では、オークリッジ国立研究所で ORMAK,⁽¹⁴⁾ フランスで TFR,⁽¹⁵⁾ 日本では

JFT-2⁽¹⁶⁾と次々にトカマク装置が建設され、その装置サイズが大きくなることにより高い温度、密度を達成するようになった。加熱法についても ORMAK で中性粒子ビーム入射が行われ、イオン温度上昇が確かめられ⁽¹⁷⁾、まさにトカマクの全盛を思わせた。この傾向は、次世代の PLT 装置にも引きつがれ 8 keV のイオン温度が達成された。⁽¹⁸⁾ プラズマが高温になると、不純物による輻射が重要なエネルギー損失として注目され不純物制御のためダイバータをもつ DIVA,⁽¹⁹⁾ DITE,⁽²⁰⁾ PDX,⁽²¹⁾ ASDEX,⁽²²⁾ Doublet III⁽²³⁾ が建設されダイバータ効果が精力的に調べられてきた。トカマク装置は現在 break even 達成を目標とする TFTR (米国)⁽²⁴⁾、JET⁽²⁴⁾ (ヨーロッパ共同体)、JT-60 (日本) が稼動を始め核融合反応の科学的検証を間近にひかえている。

他方トーラスによるプラズマ閉じ込めの端緒を用いた外部導体系は、Wendelstein VII-A,⁽²⁶⁾ 及び Heliotron E⁽²⁷⁾ が無電流の高温プラズマの閉じ込めに成功して以来、本質的に定常運転可能な装置であるという特徴が広く認められ、その大型化した実験が強く望まれるようになった。外部導体系装置が一時全て消えた米国においても ISX-B 装置の後に、Heliotron 型の ATF 装置⁽²⁸⁾ が建設され、ヘリカル系に対する評価が一段と高くなっている。

1-3 ヘリオトロン磁場によるプラズマ閉じ込め加熱研究の歴史

ヘリオトロン装置は、K.Uo によって考案されたヘリオトロン磁場⁽²⁹⁻³⁴⁾によってプラズマを閉じ込めるものであって、その特徴は、大きい回転変換と強いシェアーをもつことである。

図 1-2 に示したように、実験は 1958 年に開始され、装置も A, B, C, D, DM, DR, E と次第に大きくなってきている。

ヘリカルコイルによるヘリオトロン磁場装置は D 装置からであり、ジュール放電による本格的なプラズマ閉じ込め実験が開始された。

この D 装置では、ヘリオトロン磁場の特徴である磁気リミッター⁽³⁵⁾及びダイバータの有効性⁽³⁶⁾が証明された。

又イオンサイクロトロン⁽³⁷⁾、シェアーアルベン波⁽³⁸⁾による高周波加熱も精力的に行われ良好な結果が得られている。又定常運転が可能であるという特徴を活した核融合炉の概念設計⁽³⁹⁻⁴⁰⁾も始まっている。

現在は、これらの成果を集約して建設された E 装置において、ジュールプラズマ⁽⁴⁰⁾、ECRH プラズマ⁽⁴¹⁾それに中性粒子ビームを入射⁽⁴²⁾したり、イオンサイクロトロン波領域の

高周波⁽⁴¹⁾を加えて加熱した高温プラズマの研究が精力的に進められている。

1-4 磁場閉じ込め装置における分光学的方法による不純物計測の発展

磁場閉じ込め装置でプラズマを有効に加熱しようとする時、プラズマ中にその動作ガス以外の不純物イオンが存在すると、加熱された電子が、その不純物イオンと衝突してイオンを更に電離、あるいは励起して、その輻射を通してエネルギーを失い電子温度の低下を招き有効なプラズマ加熱が期待できない。又この電子温度低下や不純物イオンの存在による Z_{eff} の増加はプラズマの伝導率の変化をもたらす特にトカマク装置では電流分布が急激にかわり激しいMHD不安定性の原因となり得る。

このようにプラズマ中に不純物が存在することは、安定でかつ高温のプラズマを得難くするので、プラズマ中に可能な限り不純物が入り込まないようにする必要がある。

このためには、プラズマを生成した時、(I) どのような種類の不純物がどのような機構によってどこからどれだけ発生するか。(II) プラズマ中に入った不純物は、どのように輸送されるか。(III) 不純物の密度、輻射損失はどれ位かを知る必要がある。

これらの課題に対して、多くの閉じ込め装置において図1-3に示すように、1) Energy Loss, 2) Transport, 3) Laser Induced Fluorescence, 4) Atomic Physics, 5) Instruments の観点から多くの研究が進められてきた。

1) Energy Loss

1970年代後半の電子温度1 keV程度の中型トカマク装置では、主としてプラズマ内の高電離不純物の線輻射損失が注目^(43, 44, 45)された。それは、線輻射が再結合、制動放射より輻射強度が強いことと、線輻射がイオン固有の波長スペクトラムを有することによりそのイオン種、電離状態の同定が可能であるからである。但しこれらの線輻射は、対象とするイオンの電離が進むと電離エネルギーの増加とともに励起された電子が基底準位へ遷移する時放出する線輻射（共鳴線）のエネルギーも大きくなり波長は500 Å以下に分布するようになる。この波長域は酸素による吸収が大きいため測定系を真空排気する必要があるため真空紫外域と呼ばれる。従って高電離イオンの分光学的研究には、この真空紫外域での測定が重要となる⁽⁴⁶⁾。

輻射損失を実験的に求めるためにプラズマ中に存在するすべての不純物イオンについてすべての発光スペクトルを測定することは困難な場合が多い。従って限られた測定結果から全体の輻射量を評価する研究が進められ、電離平衡⁽⁴⁷⁾、Cooling Rate⁽⁴⁸⁾を理論的に解析する手法が提唱され、原子構造を人工的な仮想原子モデルで近似する方法も開発された。

	75	76	77	78	79	80	81	82	83	84
1 Energy Loss	TFR ¹	Ion.Eq. ²	Radiative Cooling ³		TFR ⁴	PLT(NBI.ICRF) ⁵	TFR ⁶	PLT(ICRF) ⁷		
2 Transport		TFR ⁹ LaserBlow off ATC (Al) ⁸			Alcator A ¹⁰ (Si)	ISX-B ¹¹	Alcator C ¹²	Alcator A ¹⁴ TFR (V,Cr,Ni) ¹³	ISX-B ¹⁵	W-VIIA (Al) ¹⁶ PLT (Mo,Sc) ¹⁷ Heliotron E (Si) ¹⁸
3 Laser Induced Fluorescence			Plasma Wall ¹⁹ Interaction			ISX-B ²⁰ (Fe)	ASDEX (Ti) ²¹ W-VIIA (Mo) ²² Doublet III (Ti,D) ²³		Heliotron E (Fe) ²⁴ TEXTOR (Fe) ²⁵	
4 Atomic Physics			Pseudo.Con. ORMAK (W) ²⁶	Forbidden PLT (Fe) ²⁷		PDX (Ti) ²⁸				TFR ²⁹ (Ti,V,Cr,Fe,Ni)
	Recomb. ST ³⁰		Fe Charge St. CX-Recomb. ORMAK (O) ³⁵	Dielectronic PLT ³¹	Satellite CXRecomb PLT (Fe,Ti) ³⁶		PLT (Fe) ^{32,33,34} PDX (O) ³⁷		PLT (Al,Sc) ³⁸ PDX (He,C,O) ³⁹	
5 Instruments	GISMO ⁴⁰ McPherson 247 ⁴¹ Nikon ⁴²				SIDS ⁴³ Alcator	TimeResolvig Spectrograph ⁴⁴ Alcator	SPRED ⁴⁵ PDX		T.R.S.(G.I.) ⁴⁶ PLT Alcator	

図 1 - 3 不純物に関する問題点とそれに関与した主な装置名

表 1-1 図 1-3 に対する参考文献

[1]	TFR	Nucl.Fusion	15	(1975)	1053
[2]	C.Breton, et al.	EUR-CEA-FC-853		(1976)	
[3]	D.E.Post, et al.	Atomic & Nucl.Tables	20	(1977)	397
[4]	C.Breton, et al.	EUR-CEA-FC-1039		(1980)	
[5]	S.Suckewer, et al.	Nucl.Fusion	21	(1981)	981
[6]	C.Breton, et al.	J.Phys.B	16	(1983)	2627
[7]	B.C.Stratton, et al.	Nucl.Fusion	24	(1984)	767
[8]	TFR	Phys.Rev.Lett.	36	(1976)	1306
[9]	S.A.Cohen, et al.	Phys.Rev.Lett.	35	(1975)	1507
[10]	E.S.Marmar, et al.	Phys.Rev.Lett.	45	(1980)	2025
[11]	R.C.Isler, et al.	Phys.Rev.Lett.	47	(1981)	649
[12]	E.S.Marmar, et al.	Nucl.Fusion	22	(1982)	1567
[13]	TFR	Phys.Lett.A	87A	(1982)	169
[14]	S.L.Allen, et al.	Nucl.Fusion	23	(1983)	303
[15]	R.C.Isler, et al.	Nucl.Fusion	23	(1983)	1017
[16]	S.Suckewer, et al.	Nucl.Fusion	24	(1984)	815
[17]	J.E.Rice, et al.	Nucl.Fusion	24	(1984)	1205
[18]	W VII-A Plasma Physics & Controlled Fusion			(1984)	D-IV-5
[19]	P.Bogen	Com.Plasma Phys.Con.Fusion	4	(1978)	115
[20]	C.H.Muller, et al.	Phys.Rev.Lett.	47	(1981)	330
[21]	B.Schweer, et al.	J.Nucl.Mater.	111 & 112	(1982)	71
[22]	P.Bogen, et al.	J.Nucl.Mater.	111 & 112	(1982)	67
[23]	C.H.Muller, et al.	J.Nucl.Mater.	111 & 112	(1982)	56
[24]	T.Oda, et al.	J.Nucl.Mater.	128 & 129	(1984)	262
[25]	H.L.Bay, et al.	J.Nucl.Mater.	128 & 129	(1984)	257
[26]	R.C.Isler, et al.	Phys.Lett.A	63A	(1977)	295
[27]	S.Suchewer, et al.	Phys.Rev.Lett.	41	(1978)	756
[28]	S.Suchewer, et al.	Phys.Rev.	A21	(1980)	924
[29]	M.Finkenthal, et al.	J.Appl.Phys.	56	(1984)	2012
[30]	S.von Goeler, et al.	Nucl.Fusion	15	(1975)	301
[31]	K.Hill, et al.	Phys.Rev.	A19	(1979)	1770
[32]	M.Bitter, et al.	Phys.Rev.Lett.	42	(1979)	304
[33]	M.Bitter, et al.	Phys.Rev.Lett.	43	(1979)	129
[34]	M.Bitter, et al.	Phys.Rev.Lett.	47	(1981)	921
[35]	R.C.Isler	Phys.Rev.Lett.	38	(1977)	1359
[36]	S.Suckewer, et al.	Phys.Rev.	A22	(1980)	725
[37]	R.J.Fonck, et al.	Phys.Rev.Lett.	49	(1982)	737
[38]	C.H.Skinner, et al.	Phys.Rev.Lett.	53	(1984)	458
[39]	R.J.Fonck, et al.	Phys.Rev.	A29	(1984)	3288
[40]	Grazing Incidence Spectrometer & Monochromator, SPEX				
[41]	Grazing Incidence Monochromator & Spectrograph, McPherson				
[42]	Nikon CO.				
[43]	R.K.Richards, et al.	Rev.Sci.Instrum.	51	(1980)	1
[44]	R.E.Bell, et al.	Rev.Sci.Instrum.	52	(1981)	1806
[45]	R.J.Fonck, et al.	PPPL-1883		(1982)	
[46]	W.L.Hodge, et al.	Rev.Sci.Instrum.	55	(1984)	16

これらの成果を踏まえて中性粒子ビーム入射時 ICRF 加熱時における輻射損失の評価が為されるようになった。

2) Transport

プラズマ中の不純物制御の観点からは、不純物イオンがプラズマ中でどのように輸送されるかを明らかにする必要がある。そのためには拡散係数、対流速度を求めなければならない。その方法として不純物をレーザー照射して瞬間的に蒸発させプラズマ中に注入するレーザーブローオフ法が開発された。この方法は、プラズマ中に元々存在する不純物を用いてその輸送過程を調べる⁽⁵³⁾よりはるかに精度良く輸送係数を与えることが示された。初期の ATC 装置での実験⁽⁵⁴⁾では、不純物の輸送が新古典論で説明できるとされたが、1980年代の実験では、それを支持しない例が発表され、^(55~63)不純物輸送については、今後更に詳しい研究が必要とされている。

3) Laser Induced Fluorescence

不純物の発生源、発生量、発生機構については、1970年代後半よりプラズマと真空容器壁間の相互作用の研究が進み、特に色素レーザーを用いて壁近傍の中性金属原子を励起し放出される蛍光からその密度を求めるレーザー誘起蛍光法⁽⁶⁴⁾が実用になった。この方法により荷電交換中性粒子束によるスパッタリングによって壁から放出される鉄原子の測定、^(65, 66, 67)ダイバータープレートにおけるチタンの放出、⁽⁶⁸⁾中性粒子ビームのダンプ板からのモリブデンの放出⁽⁶⁹⁾等が、測定され不純物の発生機構、発生量の解明⁽⁷⁰⁾が進められてきた。

4) Atomic Physics

高温プラズマが容易に得られるようになると、従来太陽コロナ中でのみ観測されていた高電離イオンが実験室で制御されたプラズマ中で観測できるようになり、原子物理学発展に大きな寄与をすることになった。その一つは高電離イオンの原子構造に関するもので疑似連続光、禁制線の観測である。疑似連続光⁽⁷¹⁾は、タングステン、モリブデン等の重金属不純物の高電離イオンからの線輻射によるものだが、複雑な電子構造に由来する遷移が50~100 Å 附近に密に存在し一見連続光として観測されるものである。この疑似連続光による輻射損失は大きく中心部での電子温度が低いホロー状分布生成の原因と考えられた。これらの結果リミッター材としてタングステン、モリブデンの重金属にかわって、炭素等の軽元素が使用されるようになった。

禁制線は、^(72, 73, 74)量子力学的な電気双極子遷移の選択則をみたさない遷移であり、ここでは磁気双極子、電気四重極子による遷移として観測されるものをいう。鉄、チタン等の

高電離イオンでみられ、基底準位の多重項の間の遷移で生じる。従って波長が共鳴線に比べて長いのが特徴である。中には可視域に存在するものもあって、ドップラー巾によるイオン温度測定、シフトによるプラズマ回転速度の測定に有用である。

他方原子過程については、電離、再結合^(75, 76, 77, 78, 79)、励起、荷電交換再結合^(80, 81, 82, 83, 84)などが明らかにされ原子データの集積、精密化が進展し、それとともにこれらの原子過程を利用した新しいプラズマ計測法が開発され、例えば従来測定が困難とされた完全電離イオンの密度測定が試みられるようになった。

5) Instruments

測定器としては、原子分光光学の発展とともに高い技術的水準に達した真空紫外分光器^(85, 86)が用いられているが、プラズマ閉じ込め装置の大型化、放電時間の長時間化にともないプラズマ閉じ込め装置のための分光器として多数の空間点、広い波長域を一度に測定できる性能が重要な条件として要求されるようになった。これらの試みは、1980年代に入って新しい半導体多素子検出器の発展をみて可能となった。⁽⁸⁷⁻⁹⁰⁾

1-5 本論文の目的及び意義

本論文では、前節で概観した磁場閉じ込め装置における不純物計測の発展の中で明らかにした不純物計測の課題の中から

- (I) ヘリオトロンEプラズマ中に含まれる不純物の種類、密度輻射損失
- (II) 不純物の輸送過程
- (III) 放電管壁近傍の中性鉄原子の測定、その発生機構

について、真空紫外分光器、レーザーブローオフ法、レーザー誘起蛍光法を用いて実験的に解明することを目的とする。

ここで得られる結果は、単にヘリオトロンE装置で高温、高密度プラズマを生成する上で役立つのみならず、将来のより大きな装置建設に対して充分意義あるデータを提供するものと思われる。

第一章 参 考 文 献

- 1) 宮本健郎, 核融合のためのプラズマ物理 (岩波書店, 1926)
- 2) T.J.Dolan, Fusion Research (Pergamon Press, NewYork, 1980)
- 3) J.D.Lawson, Proc. Phys. Soc (London) B70 (1957) 1
- 4) K.Miyamoto, Nucl. Fusion 18 (1978) 243
- 5) V.D.Shafranov, Nucl. Fusion 20 (1980) 1075
- 6) L.A.Artimovich, Nucl. Fusion 12 (1972) 215
- 7) H.P.Furth, Nucl. Fusion 15 (1975) 487
- 8) P. Rutherford, Nucl. Fusion 20 (1980) 1086
- 9) L. Spitzer, Jr., Phys. Fluids 1 (1958) 253
- 10) K.M.Young, Plasma Phys. 16 (1974) 119
- 11) L.A.Artsimovich, et al., Nucl. Fusion Special Suppl. (1969) 17
- 12) M.J.Forrest, N.J.Peacock, et al., CLM-R 107 (1970)
- 13) D.Dimock, D.Eckhardt, et al., Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Madison, 1971) Vol.
- 14) C.F.Barnett, J.F.Clarke, et al., ibid. p.347
- 15) TFR Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Tokyo, 1974) Vol I, p.127
- 16) N.Fujisawa, A.Funahashi, et al., ibid. p.3
- 17) L.A.Berry, C.E.Bush, et al., ibid p.125
- 18) H.Eubank, R.J.Goldston, et al., Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Innsbruck, 1979) Vol I. p.167
- 19) H.Maeda, S.Sengoku, et al., ibid p.377
- 20) K.B.Axon, G.A.Baxter, et al., ibid p.51
- 21) D.Meade, V.Arunasalam, et al., Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Brussels, 1980) Vol I, p.665
- 22) M.Keilhacker, D.B.Albert, et al., ibid, Vol.II, p.351
- 23) M.Nagami, N.Fujisawa, et al., ibid, Vol.II, p.367
- 24) P.C.Efthimion, M.Bell, et al., Phys. Rev. Lett, 52 (1984) 1492
- 25) P.H.Rebut, D.V.Bartlett, et al., Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion

Research (London, 1984) A-I-1

- 26) W VII-A, Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Baltimore, 1982) Vol.II, p.241
- 27) K.Uo, A.Iiyoshi, T.Obiki, O.Motojima, et al., ibid p.209
- 28) R.L.Tohnson, O.B.Adams, et al., Nuclear Technology/Fusion 4 (1983) 1296
- 29) K.Uo, J.Phys. Soc. Japan. 16 (1961) 1380
- 30) K.Uo, Memories of the Faculty of Engineeving (Kyoto University) 23 (1962) 31
- 31) K.Uo, Electro, Tech. Journal of Japan. 8 (1963) 48
- 32) K.Uo, Plasma Phys. 13 (1971) 243
- 33) K.Uo, Nucl, Fusion. 13 (1973) 661
- 34) K.Uo, Electrical Engineering in Japan. 94 (1974) 25
- 35) K.Uo, S.Morimoto, et al., Phys. Rev. Lett. 31 (1973) 986
- 36) O.Motojima, A.Iiyoshi, K.Uo, Nucl. Fusion. 15 (1975) 985
- 37) A.Iiyoshi, M.Sato, et al., Nucl. Fusion. 14 (1974) 789
- 38) T.Obiki, T.Mutoh, et al., Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 812
- 39) A.Iiyoshi, K.Uo, Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion (Tokyo,1974) Vol III. p.619
- 40) K.Uo, A.Iiyoshi, T.Obiki, O.Motojima, et al., Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Baltimore, 1982) Vol.II. p.209
- 41) A.Iiyoshi, O.Motojima, M.Sato, T.Mutoh, et al, Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (London, 1984) F-I-4
- 42) K.Uo, A.Iiyoshi, T.Obiki, O.Motojima, et al., ibid D-I-2
- 43) C.Breton, C.DeMichelis, et al., EUR-CEA-FC-1060 (1980)
- 44) S.Suckewer, Physica Scripta. 23 (1981) 72
- 45) R.C.Isler, Nucl, Fusion. 24 (1984) 1599
- 46) TFR, Nucl. Fusion. 15 (1975) 1053
- 47) C.Breton, C.DeMichelis, et al., EUR-CEA-FC-853
- 48) D.E.Post, R.V.Jensen, et al., Atomic Data and Nucl. Data Tables. 20 (1977) 397
- 49) C.Breton, C.DeMichelis, et al., EUR-CEA-FC-1039 (1980)

- 50) S.Suckewer, E.Hinnov, et al., Nucl. Fusion. 21 (1981) 981
- 51) C.Breton, A.Compant, et al., J.Phys. B 16 (1983) 2627
- 52) B.C.Stratton, H.W.Moos, et al., Nucl. Fusion. 24 (1984) 267
- 53) TFR, Phys. Rev. Lett. 36 (1976) 1306
- 54) S.A.Cohen, J.L.Cecchi, et al., Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 1507
- 55) E.S.Marmar, J.E.Rice, et al., Phys. Rev. Lett. 45 (1980) 2025
- 56) R.C.Isler, L.E.Murray, et al., Phys. Rev. Lett. 47 (1981) 649
- 57) E.S.Marmar, J.E.Rice, et al., Nucl. Fusion. 22 (1982) 1567
- 58) TFR, Phys. Lett. A. 87A (1982) 169
- 59) S.L.Allen, H.W.Moos, et al., Nucl. Fusion. 23 (1983) 303
- 60) R.C.Isler, L.E.Murray, et al., Nucl. Fusion. 23 (1983) 1017
- 61) S.Suckewer, A.Cavallo, et al., Nucl. Fusion. 24 (1984) 815
- 62) J.E.Rice, J.L.Terry, et al., Nucl. Fusion. 24 (1984) 1205
- 63) W VII-A, Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (London, 1984) D-IV-5
- 64) P.Bogen, Com Plasma Phys. Cont. Fusion. 4 (1978) 115
- 65) C.H.Muller, III, K.H.Burrell, Phys. Rev. Lett. 47 (1981) 330
- 66) H.L.Bay, B.Schweer, J.Nucl. Mater. 128 & 129 (1984) 257
- 67) T.Oda, K.Kondo, et al., J.Nucl. Mater. 128 & 129 (1984) 262
- 68) B.Schweer, P.Bogen, et al., J.Nucl. Mater. 111 & 112 (1982) 71
- 69) P.Bogen, B.Schweer, et al., J.Nucl. Mater. 111 & 112 (1982) 77
- 70) C.H.Muller. III. D.R.Eames, et al., J Nucl. Mater. 111 & 112 (1982) 56
- 71) R.C.Isler, R.V.Neidigh, et al., Phys. Lett. A 63A (1977) 295
- 72) S.Suckewer, E.Hinnov, et al., Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 756
- 73) S.Suckewer, R.Fonck, et al., Phys. Rev. A21 (1980) 924
- 74) M.Finkenthal, R.E.Bell, et al., J.Appl. Phys. 56 (1984) 2012
- 75) S.von Goeler, W.Stodiek, et al., Nucl. Fusion 15 (1975) 301
- 76) K.W.Hill, S von Goeler, et al., Phys. Rev. A19 (1979) 1770
- 77) M.Bitter, S.von Goeler, et al., Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 304
- 78) M.Bitter, K.W.Hill, et al., Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 129
- 79) M.Bitter, S.von Goeler, et al., Phys. Rev. Lett. 47 (1981) 921

- 80) R.C.Isler, Phys. Rev. Lett. 38 (1977) 1359
- 81) S.Suckewer, E.Hinnov, et al., Phys. Rev. A22 (1980) 725
- 82) R.J.Fonck, M.Finkenthal, et al., Phys. Rev. Lett. 49 (1982) 737
- 83) C.H.Skinner, S.Suckewer, et al., Phys. Rev. Lett. 53 (1984) 458
- 84) R.J.Fonck, D.S.Darrow, et al., Phys. Rev. A29 (1984) 3288
- 85) GISMO; Grazing Incidence Spectrometer/Monochromator', SPEX Industries
- 86) Grazing Incidence Monochromator/Spectrograph; McPherson Instrum. Coop.
- 87) R.K.Richards, H W.Moos, et al., Rev. Sci. Instrum. 51 (1980) 1
- 88) R.E.Bell, M.Finkenthal, et al., Rev. Sci.Instrum. 52 (1981) 1806
- 89) R.J.Fonck, A.T.Ramsey, et al., PPPL-1883 (1982)
- 90) W.L.Hodge, B.C.Stratton, et al., Rev. Sci. Instrum. 55 (1984) 16

第二章 ヘリオトロン E 装置

2-1 はじめに

ヘリオトロン E 装置は我国における初の核融合志向の大型プロジェクト研究のための実験装置として建設されたものであり、ヘリカルヘリオトロン磁場による外部導体系の世界最大規模のものである。

この装置はヘリオトロン閉じ込め磁場の有効性を同規模のトカマク装置で得られているプラズマパラメータと同じ領域で検証するためのものである。

特にヘリオトロン D 装置で、ジュール電流をクラスカルシャフラーノフ限界をはるかに越えて流すことができたこと、⁽¹⁾ 高周波加熱^(2,3) 及び磁気リミッタ⁽¹⁾ とダイバータの有効性⁽⁴⁾ が示されたことからヘリオトロン E 装置では次の研究目標が設定された。

- (1) ジュールプラズマについての閉じ込めと安定性の研究
- (2) 中性粒子ビーム入射及び高周波による追加熱の有効性の証明
- (3) 定常核融合炉を想定した無電流高温プラズマの生成とその閉じ込めと安定性の研究
- (4) ヘリオトロン型ダイバータの研究
- (5) 高 β 値達成の研究
- (6) ヘリオトロン型装置の比例則の確立

これらの目標を実現するため 1976 年に設計及びヘリカルコイルと真空容器の R & D を開始し、その後電源、計測系を 1980 年 3 月に完成し、同年 4 月より実験を開始した。

以後追加熱用の中性粒子ビーム入射装置、高周波加熱装置の整備を行い、今日までに上記の研究目標の大部分の実験が行われ、いずれも良好な成果が得られている。

この章では、ヘリオトロン E 装置の構成及びヘリオトロン磁場について述べる。

2-2 ヘリオトロン E 装置^(5,6)

ヘリオトロン E 装置の構成は、図 2-1 に示されているように、プラズマを閉じ込める主半径 2.2 m、ポロイダル断面が小半径 0.41 m、0.21 m のレーストラック型をトーラス小軸に沿って回転させた形の真空容器とそれに巻かれたヘリカルコイル、トロイダルコイル垂直磁場コイル、ジュールコイル等のコイル群と、各コイルに直流大電流を供給する縦型発電機、整流器機及び真空排気系、放電管ベーキング装置と、プラズマ加熱、計測系からなっている。

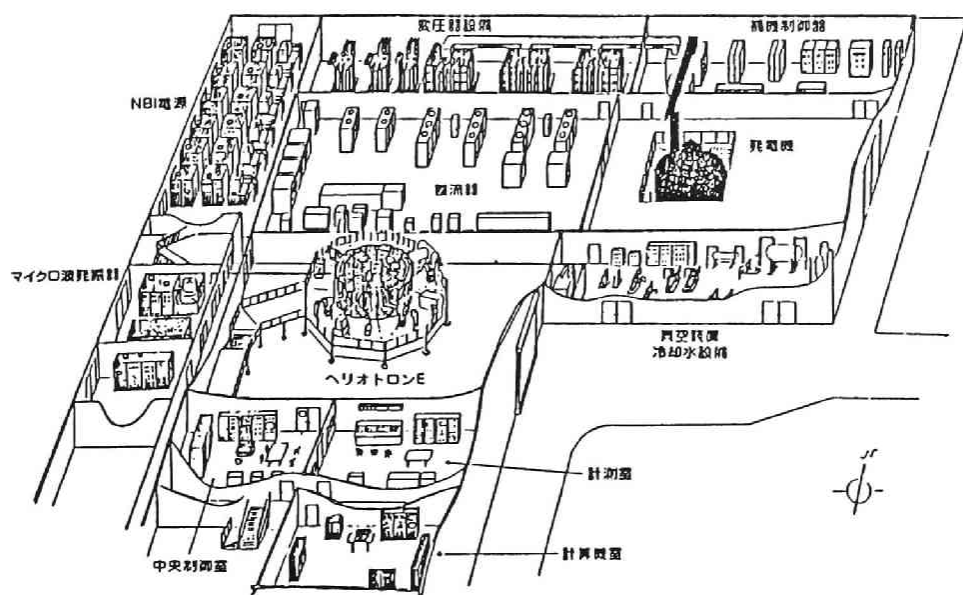


図 2-1 ヘリオトロンE実験装置概観

ヘリオトロンE装置の主な仕様を表2-1に示す。ヘリオトロンE真空容器は図2-2に示すように、ヘリオトロン磁気面を包み、かつプラズマ軸上での磁場強度を強くするためヘリカルコイルをできるだけプラズマの近くに配置するためレーストラック形の断面形状が選ばれた。又、ヘリカルコイル通電時(最大1.16MA)の大きい電磁力を放電管で支えるため放電管は厚さ3cmの新しく開発された高耐力(40kg/mm²)のYUS170というステンレススチールでつくられている。この放電管の全容量は4.5m³で壁の表面積は、

表 2-1 ヘリオトロンE装置

VACUUM CHAMBER			
MAJOR RADIUS	R		2.2 m
MINOR RADIUS	a		0.21-0.4 m
MATERIAL			YUS 170
MAGNETIC FIELD			
TOROIDAL COMPONENT OF THE HELICAL FIELD PRODUCED BY THE HELICAL COIL		$B_{h\phi 0}$	2 Tesla
		B_{t0}	0.6 Tesla
		B_v	-0.37 Tesla
HELICAL COIL			
TOROIDAL ROTATION NUMBER	1	2	
POLOIDAL ROTATION NUMBER		$\kappa(m/2)$	9.5
HELICAL COIL CURRENT	I_H		1.16 MA
HELICAL COIL CURRENT DENSITY			7 kA/cm ²
NUMBER OF TOROIDAL COILS			38
FLAT TOP TIME			0.5 sec
REPETITION TIME			10 min
POWER SUPPLY			330 V \ A

31.5m²である。ジュール放電を行うために放電管は2分割され絶縁材として初期には、テフロンを使用していた。現在は高抵抗のベローズで接続してある。

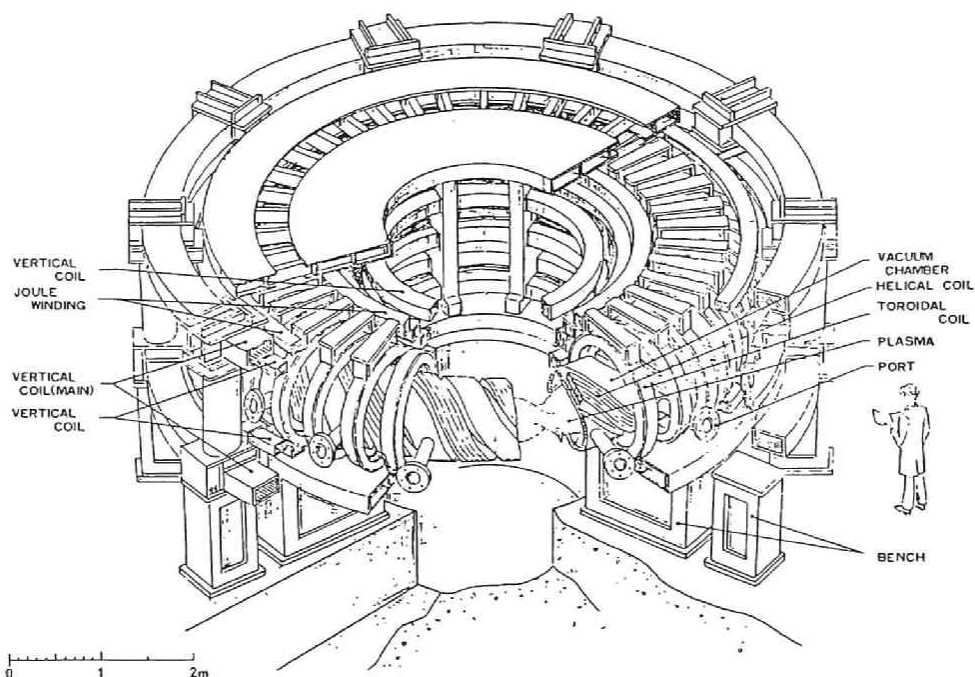


図2-2 ヘリオトロンE装置

2-3 真空排気系^(5, 6)

良好なプラズマ生成のため、ヘリオトロンEでは真空管理に充分な注意が払われている。排気系の構成は粗引系と主排気系補助排気系からなっている。主排気系は排気速度 2400l/sec のターボ分子ポンプ4台で円筒系のマニホールドを介してヘリオトロンE真空容器の排気を行っている。補助排気系はスパッタイオンポンプと排気速度 10⁴l/secのクライオポンプが装備され、真空容器内の到達真空度は 2×10^{-8} torr以下に保たれている。これら高真空維持の努力は、計測系にも適用され、真空的にもE放電管と絶縁できない中性粒子エネルギー分析器、真空紫外分光器等では、ベーキングのできない検出部とE放電管の間を強力に差動排気を行い、かつプラズマが生成されている間のみゲートバルブが開くようにして測定系からのガス流入がないように充分注意が払われている。

真空容器壁に対しては、ベーキング、放電洗浄、チタンゲッターリングが行われる。ベーキングは真空容器の大気開放後の排気に続いて行われ、放電管の外側に巻いてある油管に

約100℃に加熱したサームエス#600 油を100l/minの流量で流す。

放電洗浄は、2.45GHz, ECRH放電, グロー放電等が用いられ, 充分洗浄が終わったあとには, チタンゲッターが行われる。

2-4 電源装置^(5,6)

ヘリオトロンE装置で最も大きな電流を必要とするのは, ヘリカルコイル系で, 最大1.16 MA・Turnに達する。この電流容量は, 受電系統から直接流用するには負荷が大きすぎるので330MVAの縦型発電機を用意している。この発電機は十分な質量を有し, $GD^2=1400t \cdot m^2$ 以上あるのでフライホイールを用いなくてよい。最大定格回転数は650rpmで放電時約3秒間で励磁を行い, 回転エネルギーを電気出力としてとり出している。最大出力電圧は18KVで30~100%の間で設定が可能である。

発電機出力は, 各コイル毎に変流器を通してサイリスタ整流器に送られ, ヘリカルコイル系では24相整流, トロイダルコイル系では6相整流されて各コイルに通電される。

ジュール電流は, 空心コイルにあらかじめ電流を流し, そのしゃ断時に現われるフラックス

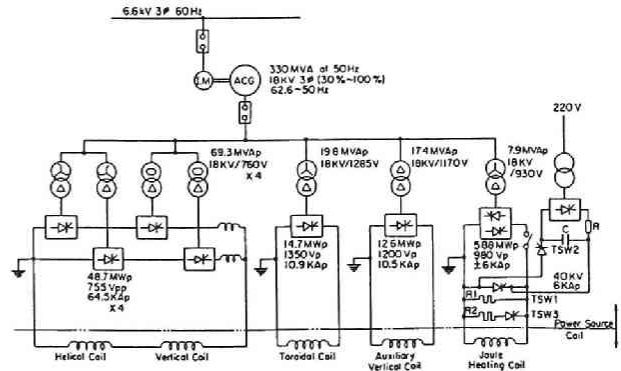


図2-3 電源系統図

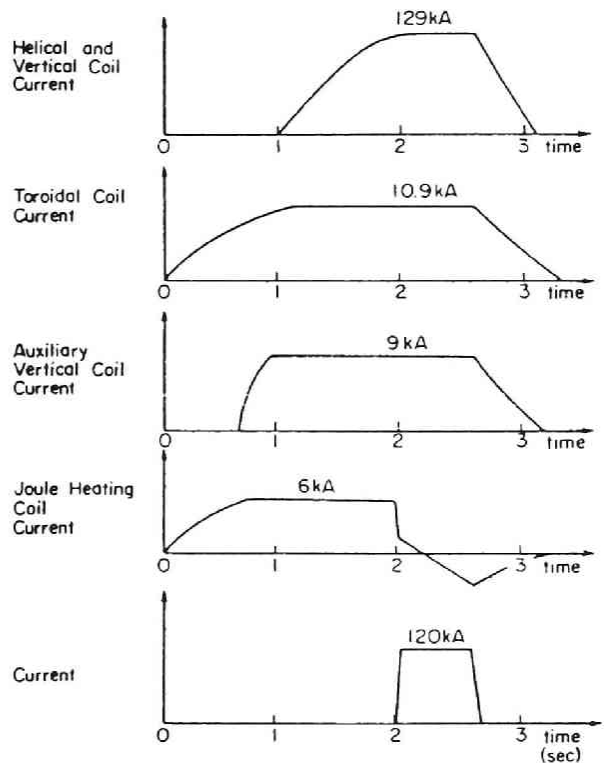


図2-4 コイル系放電波形

変化によって生じる電圧によってプラズマ電流を流す、誘導性エネルギー蓄積方式が採用されている。電源系の構成を図2-3に示す。電動発電機から供給される各コイルの通電波形を図2-4に示す。

2-5 プラズマ生成及び加熱装置

この節では、ヘリオトロンE装置で用いられているプラズマ生成法と加熱法を概説する。

ヘリオトロンE実験で注目されるプラズマパラメータは、ヘリオトロンD装置が主として衝突頻度の大きいMHD領域からプラトー領域での閉じ込めについて研究されたことから、より高温の無衝突領域が研究対象となる。この領域のプラズマを生成する有力な方法としてジュール放電によるもの、ヘリオトロン装置の特徴である無電流プラズマを生成するECRHがある。更に追加熱として中性粒子ビーム入射とICRFが準備されている。

ジュール放電

ジュール放電は、真空容器の外側に巻かれた180ターンの空心コイルに流れる最大6KAの電流を10msecの速さでしゃ断し、その際誘起される1ターン電圧による電子加速によって行われる。有効磁束は $3\text{ V}\cdot\text{sec}$ で最大立ち上げ電圧は200Vである。

ジュール電流の向きは、ヘリカルコイルのつくる回転変換とジュール電流による回転変換が同じ向きになる方向（Additive）と逆になる方向（Subtractive）のいずれも可能である。ジュールプラズマの閉じ込め時間 τ は、ドリフトパラメータ $\xi = V_d/V_{th}$ （ V_d ：ドリフト速度、 V_{th} ：熱速度）に対して図2-5にみられるような強い依存性がある。⁽⁷⁾

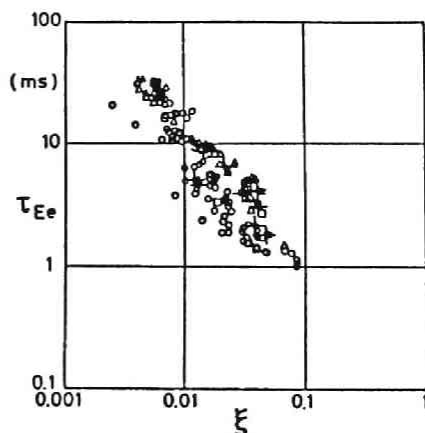


図2-5 閉じ込め時間のドリフトパラメーターに対する依存性

ECRH

ECRHによるヘリオトロンE装置におけるプラズマ生成は、将来の定常核融合炉に対して最も明るい見通しを与えるものである。

第一段階では同波数28GHz、100kW、パルス巾10msecのバリアン社製ジャラトロンで、電子密度 $4 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ 、電子温度500~600eVのプラズマを得ることができた。⁽⁹⁾

現在では、発振周波数を53.2GHzに上げ、より高い密度のプラズマを生成することができる。⁽¹⁰⁾ この周波数は、 $B = 0.95\text{ T}$ の時の電子サイクロトロン周波数の第二高周波とな

っており、ここで生成されたプラズマに中性粒子ビームを入射することにより、 $\beta \lesssim 4\%$ のプラズマも得られている。図 2-6 に ECRH 出力と電子温度、内部エネルギーの依存性を示す。

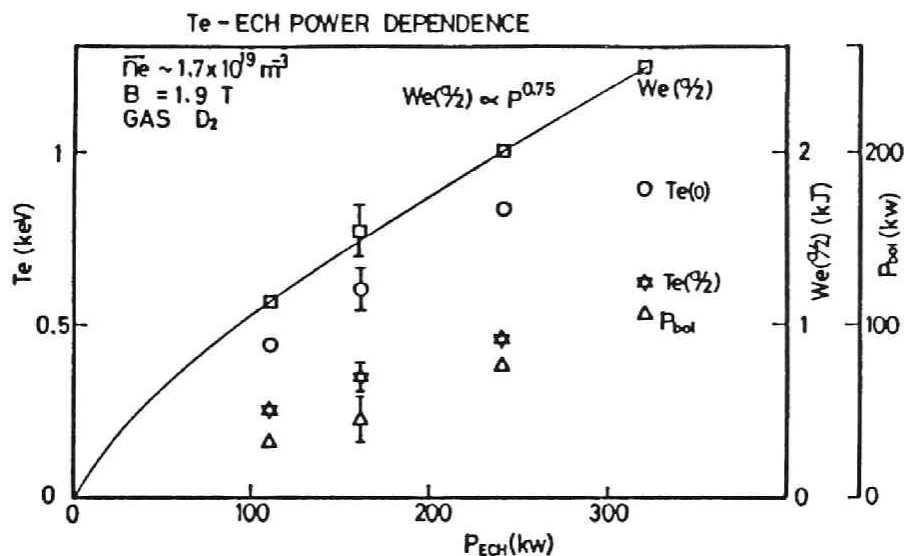


図 2-6 電子温度、蓄積エネルギー、ボロメーター出力の ECR 出力に対する依存性

中性粒子ビーム入射加熱

高温プラズマを生成する方法として最も有力な手段と考えられる高エネルギー中性粒子ビーム入射装置が備えられている。

バケット型イオン源で生成された高速の H^+ イオンビームは、中性化セルにおいて電子を吸着して中性 H^0 ビームに変換され、閉じ込め磁場を横切ってプラズマ中に入射される。入射された高速の中性粒子は、主としてプラズマ中の H^+ イオンとの荷電交換反応によって電離され閉じ込められ、イオンと電子の加熱を行う。⁽¹¹⁾

ヘリオトロン E 装置では、最大エネルギー 30 kV、ビーム電流 40 A のイオン源をもつビームラインが 3 本あり、そのうち 2 本は 28° 、他は 90° の入射角が与えられている。特に 90° 入射は将来の装置における取り付け易さを考える上で重要な試みである。又、モンテカルロ法による計算結果からもヘリオトロン磁場配位での 90° 入射の有効性が確かめられており、⁽¹²⁾ その加熱実験の意義は大きい。⁽¹³⁾

NBI による加熱効率としては、

$$\Delta T = 2 [eV] P_{abs} [KW] / n_e (10^{13} cm^{-3})$$

が得られる。(図 2-7)、又、中性粒子ビーム入射による β 値を図 2-8 に示す。

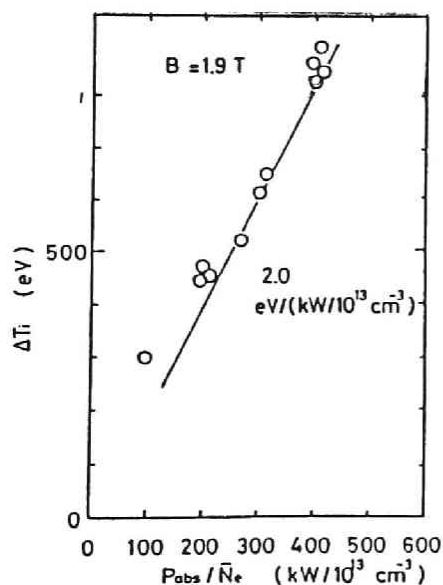


図 2-7 中性粒子ビーム入射
における加熱効率

ICRF

イオンサイクロトロン周波数領域の高周波加熱は大出力の発振器が期待されることや、電源設備その他をプラズマ発生装置から充分離すことが可能であることから定常核融合炉における追加熱法として大きな期待が寄せられている。

発振周波数 26.7 MHz, 出力 2 MW の高周波発振器を用い真空容器中にとりつけられた上下対称の half-turn 型ループアンテナで fast mode, slow mode の実験が行われ有効なイオン加熱が観測されている。結果を図 2-9 に示す。^(14, 15)

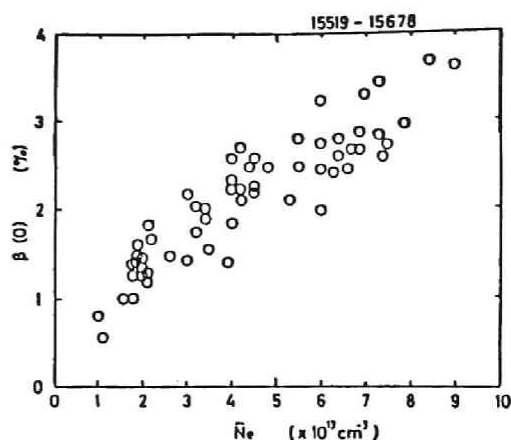


図 2-8 中心 β 値の電子
密度依存性

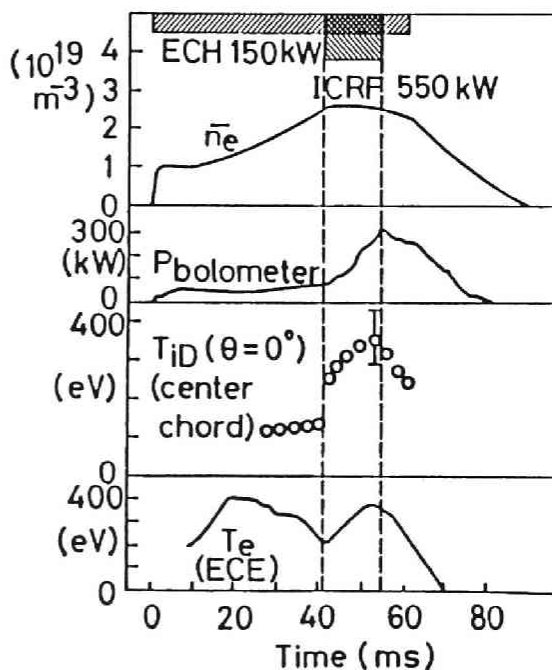


図 2-9 ICRF 加熱時における電子密度
ボロメーター出力、イオン温度
電子温度の時間変化

2-6 ヘリカルヘリオトロン磁場

ヘリカルヘリオトロン磁場配位は、K. Uo^(16,17,18,19,20,21)によって考案され、

$$\theta = \kappa \varphi \quad (\theta : \text{ポロイダル角}, \varphi : \text{トロイダル角}, \kappa : \text{半整数})$$

に従って巻かれたヘリカルコイルによって閉じた磁気面が形成される。ヘリカルコイルは 2κ 回ポロイダル方向に回転すると、トロイダル方向に2回転して元の位置にもどる。あるポロイダル断面でみると 180° 離れた位置に同一方向に流れる電流のための導体が存在することになる。

ヘリオトロン磁場を特徴つける主要パラメータは、 r 、 α^* 、 β^* の三種類があって、それぞれ次のように定義される。

$$r = \epsilon \kappa = \frac{2\pi}{L_P}$$

$$\epsilon = a/R$$

a : ヘリカルコイル小半径

R : ヘリカルコイル大半径

L_P : ヘリカルコイルピッチ

$$\alpha^* = \frac{B_t}{B_{ho}}$$

B_t : トロイダルコイル磁場強度

B_{ho} : ヘリカルコイルによるトロイダル方向磁場強度

$$\beta^* = \frac{B_v}{B_{ho}}$$

B_v : 垂直磁場コイルによる磁場強度

これらの組み合わせによって多様な磁気面が構成される。

図2-10に、 α^*-r 面上で閉じた磁気面が存在する領域を示す。図中 Forbidden Zoneと記された領域では、閉じた磁気面が存在しない。

r が0.9以上になると $\alpha^*=0$ でも閉じた磁気面が存在する。このことはトロイダルコイルによる磁場を必要としないことを意味する。事実ヘリオトロンD及びDM装置によって実験的に明らかにされた

ヘリオトロンE装置では、プラズマ半径をできるだけ大きくして、 α^* を適切に選ぶことにより磁気面の多様性を保障するという実験からの要請とヘリカルコイルの巻き易さという製作上要請から3層9ターンのヘリカルコイルを $\kappa=9.5$ 、 $R=2.2\text{m}$ 、コイル半径 $a=0.31\text{m}$ でつくことに決定された。この $\kappa=9.5$ 、 $\alpha^*=0$ 、 $\beta^*=-0.185$ における磁気面

を図2-11に示す。又、磁場強度分布を図2-12に示す。

閉じ込め磁場配位における重要なパラメータである回転変換 ϵ 及びシアを図2-13に示す。この図よりヘリオトロンE装置では中心で $\epsilon = 0.5$ 、周辺で3、シアは周辺で0.5になっていることがわかる。

外部導体系のステラレータであるW VII-aでは、 $\epsilon \simeq 0.2$ ($\epsilon \simeq 0.7$ も可)でシアは殆んど存在しない。これに反してヘリオトロンは大きい回転変換と強いシアを併せて有していることが特徴である。

図2-14には、ヘリカルリップルとトロイダルリップルを示す。

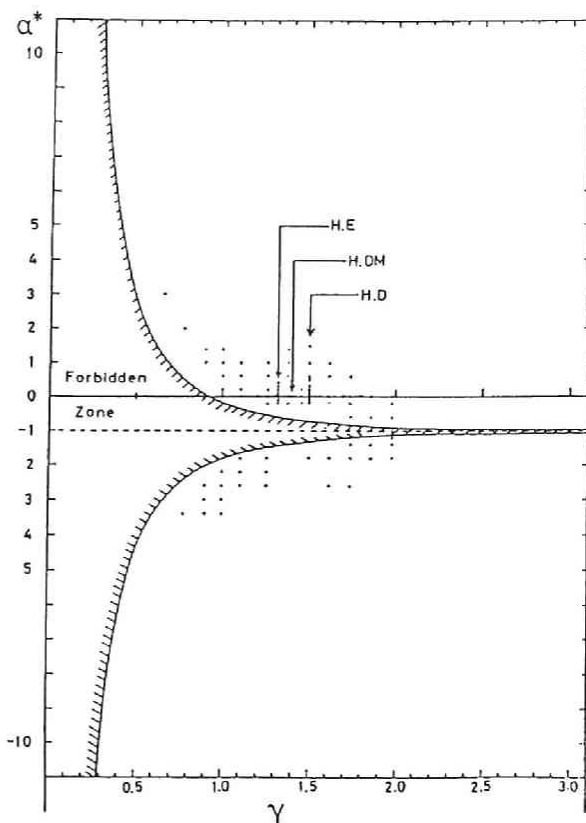


図2-10 α^* , γ 面上で示された閉じた磁気面の存在領域

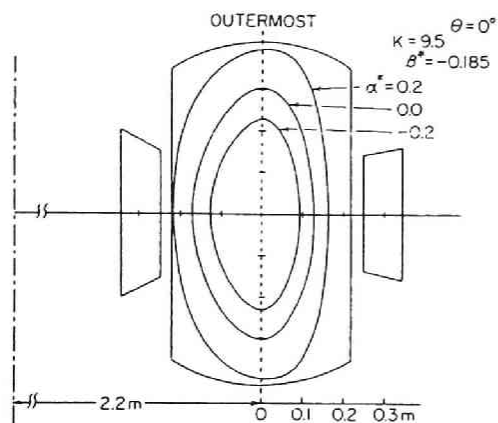


図2-11 ヘリオトロンEの磁気面の例

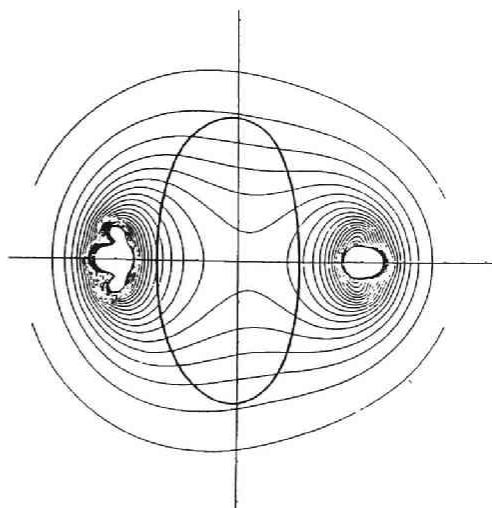


図2-12 等磁面

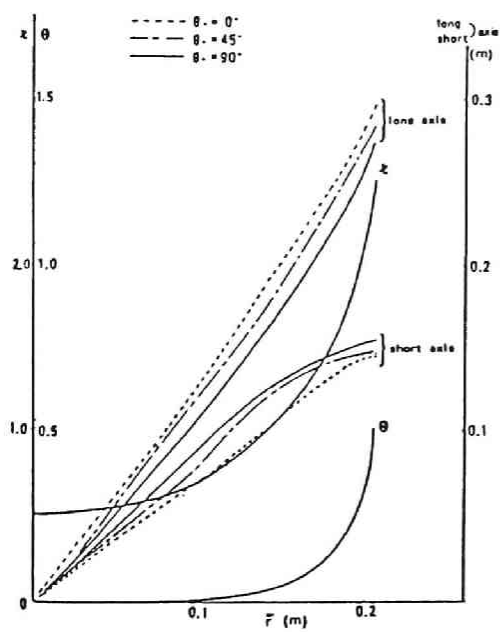


図 2-13 回転変換 (ϕ)
及びシア (θ)

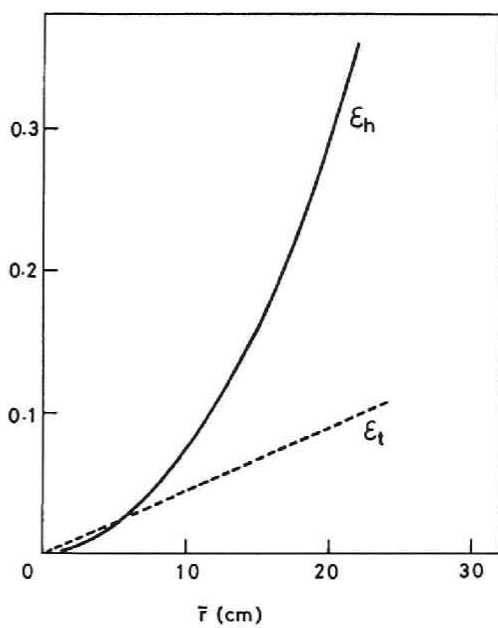


図 2-14 ヘリカルリップル (ϵ_h)
とトロイダルリップル (ϵ_t)

第二章 参 考 文 献

- 1) K.Uo, S.Morimoto, S.Konoshima, M.Koyama, A.Iiyoshi, Phys. Rev. Lett 31, (1973) 986
- 2) A.Iiyoshi, M.Sato, A.Sasaki, T.Obiki, K.Uo, Nucl. Fusion 14 (1974) 789
- 3) T.Obiki, T.Mutoh, S.Adachi, A.Sasaki, A.Iiyoshi, K.Uo, Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 812
- 4) O.Motojima, A.Iiyoshi, K.Uo, Nucl. Fusion 15 (1975) 985
- 5) 宇尾光治, 飯吉厚夫, 加沢義彰, 鈴木昌平, 橋本 宏, 尾形文夫, 封井勝治, 磯部昭二, 谷口 昭, 日立評論 62 (1980) 29
- 6) 中嶋洋輔, 京都大学博士学位論文 (1983年)
- 7) K.Uo, A.Iiyoshi, T.Obiki, S.Morimoto, O.Motojima, A.Sasaki, K.Kondo, M.Sato, T.Mutoh, H.Zushi, H.Kaneko, S.Besshou, F.Sano, T.Mizuuchi, S.Sudo, Y.Nakashima, N.Nishino (Proc. 10th European Conf. Controlled Fusion and Plasma Phys. Moscow, 1981) 357
- 8) A.Iiyoshi, M.Sato, O.Motojima, T.Mutoh, S.Sudo, M.Iima, S.Kinoshita, H.Kaneko, H.Zushi, S.Besshou, K.Kondo, T.Mizuuchi, S.Morimoto, K.Uo, Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 745
- 9) M.Sato, O.Motojima, S.Sudo, T.Mutoh, H.Zushi, K.Kondo, S.Besshou, H.Kaneko, T.Mizuuchi, K.Hanatani, M.Nakasuga, M.Iima, Y.Nakashima, N.Nishino, A.Iiyoshi, K.Uo, Nucl. Fusion 23 (1983) 1333
- 10) A.Iiyoshi, O.Motojima, M.Sato, T.Mutoh, S.Sudo, T.Mizuuchi, K.Kaneko, H.Zushi, S.Besshou, K.Kondo, H.Okada, M.Iima, I.Ohtake, M.Wakatani, M.Nakasuga, T.Obiki, K.Uo, 9th Int. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, London, 1984, F-14
- 11) F.Sano, T.Obiki, A.Sasaki, A.Iiyoshi, K.Uo, Jpn. J Appl. Phys. 21 (1982) 517
- 12) K.Hanatani, M.Wakatani, K.Uo, Nucl. Fusion 21 (1981) 1067
- 13) F.Sano, T.Obiki, O.Motojima, A.Sasaki, K.Hanatani, H.Zushi, S.Sudo, S.Besshou, M.Sato, T.Mutoh, H.Kaneko, T.Mizuuchi, K.Kondo, M.Nakasuga, Y.Nakashima, N.Nishino, A.Iiyoshi, K.Uo, Nucl. Fusion. 24 (1984) 1103
- 14) T.Mutoh, H.Okada, O.Motojima, S.Morimoto, M.Sato, H.Zushi, K.Kondo,

S.Sudo, S.Besshou, T.Mizuuchi, H.Kaneko, Nucl. Fusion. 24 (1984) 1003

F.Sano, M.Iima, T.Ohiki, A.Iiyoshi, K.Uo.

15) 武藤 敬, 京都大学博士学位論文

16) K.Uo, J.Phys. Soc. Jap. 16 (1961) 1380

17) K.Uo, Memories of Faculty of Engineering (Kyoto Univ.) 23 (1962) 31

18) K.Uo, Electro Tech. J. of Jap. 8 (1963) 48

19) K.Uo, Plasma Phys. 13 (1971) 243

20) K.Uo, Nucl. Fusion. 13 (1973) 661

21) K.Uo, Electrical Engineering in Japan. 94 (1974) 25

第三章 ヘリオトロンE装置での主な計測

3-1 はじめに

プラズマの閉じ込め及び有効な加熱を達成するには、プラズマ生成加熱法の研究とともに生成されたプラズマ諸量の正確な測定が必要である。

ヘリオトロンE装置のようにこれまで我国では例をみない大きさ、放電時間の長いプラズマを計測するためには、信頼性が高く安定に動作し、かつ精度が良いことが必要である。

ここでは、ヘリオトロンE装置で用いられている主な計測法を概説する。

3-2 計測概説

プラズマ計測の主な方法は、⁽¹⁻⁶⁾ プラズマから放出される電磁波や粒子のエネルギーを解析したり（受動的計測）、プラズマの外からエネルギー（波長）のわかった粒子束、電磁波を入射してそれに対するプラズマの反応をみてプラズマ諸量を評価する（能動的計測）二つの方法に大別される。

前者は、対象とするプラズマを乱すことが少ないが、往々にして空間分解を必要とする測定が困難である。後者は、入射する電磁波や粒子束の量に充分注意すればプラズマを乱

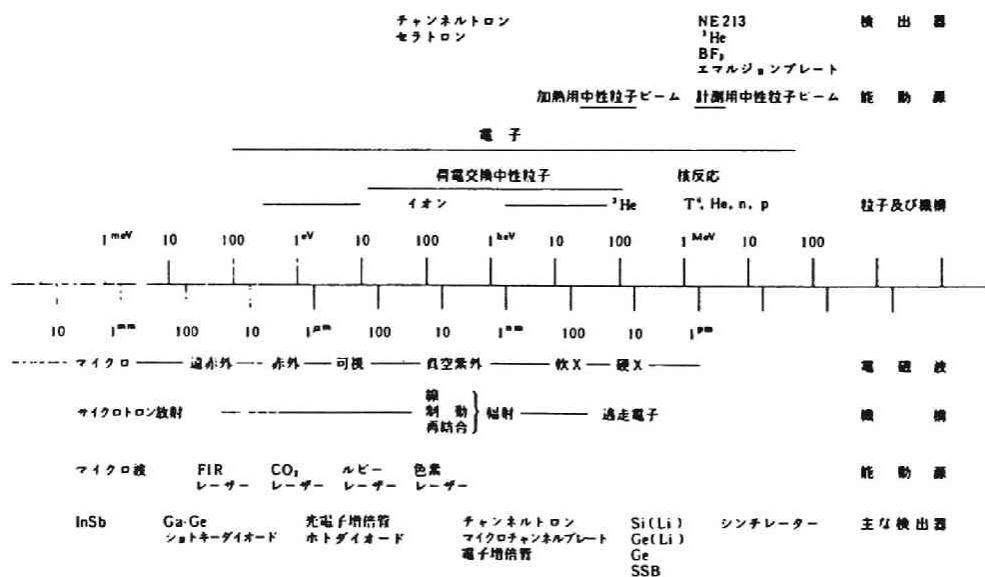


図3-1 プラズマ計測に用いられる電磁波、粒子束と主な検出器

すことなく高い分解能で測定が可能となる。

プラズマ計測で考えられる電磁波、粒子のエネルギー（波長）依存性を図3-1に示す。横軸にエネルギー（波長）を目盛り、それぞれに対応するプラズマから放出される粒子と電磁波の種類を示した。同時にその発生機構や能動的計測に用いられる電磁波、粒子と主な検出器を併せて記してある。⁽⁷⁾

電子は、プラズマ周辺から放出される低エネルギーのものから電場で加速され数 MeV に達するものまで分布する。イオン及び荷電交換中性粒子は、イオン温度の 10 倍以上のエネルギー領域まで分布する。中性粒子ビーム入射をする時には、更にその入射エネルギー附近まで分布が広がる。又、将来の核反応プラズマでは、14 MeV の中性子、3.5 MeV の α 粒子が重要となる。

一方電磁波では、最もエネルギーの高い硬 X 線の領域から制動輻射、再結合輻射からなる軟 X 線領域、次に高電離金属イオンの線輻射が主となる真空紫外域、低電離イオンの線輻射による可視域から近赤外領域へと広がる。更に波長が長くなり遠赤外から μ 波領域では、プラズマ電子密度測定に有力な遠赤外レーザー、 μ 波干渉計の能動源の領域となる。又、電子サイクロトロン放射による電子温度測定の重要な領域でもある。

能動源となる電磁波は、可視域に、電子温度密度測定に有力なルビーレーザー（6943 Å）がある。又、有機色素の反転エネルギー準位を利用した色素レーザーが 4000~7500 Å の範囲で発振可能で、更に非線型結晶を用いて第 2 高調波を発生させれば、2000 Å の短波長域まで使用できる。猶三光子過程や高電離イオンを用いて真空紫外域から X 線領域でのレーザー発振の可能性を探る努力が続けられている。

遠赤外領域では、新しい半導体検出器の発展とともに YAG レーザー（1.06 μ m）がトムソン散乱に使えるようになり、高い繰り返し発振を利用して電子温度、密度の時間変化の測定が行われるようになった。

このようにプラズマを深く理解するには、エネルギーとして数 eV から数 MeV の粒子、波長数 cm から数 pm の電磁波を広い範囲にわたって測定する必要がある。実際の測定では、測定しようとするエネルギー領域で最も適した方法と検出器を選ぶ必要がある。又、一つの物理量の測定についても異なったエネルギー領域の測定法を採用し、それぞれが独立した原理に基づく評価を行い信頼性を高めることが重要である。

又、放電周期が、最大定格時 10 分と長いことから、一日の放電回数が通常 40~50 ショットになり、その間に種々のパラメータ依存性を調べるので同一条件下での放電数が限られる。従って一回の放電ですできるだけ多くのデータを得ることも重要な条件である。

ヘリオトロンE装置の計測法としては、重要な諸量については、二種類以上の方法を準備してその信頼性を高め、又、できるだけ多くの情報が得られるようにした⁽⁸⁾。表3-1に主なパラメータとその測定法及び特徴を記した。図3-2は、測定器の配置例を示す。

表3-1 主なプラズマパラメーターとその測定法及び構成

測定パラメータ	測 定 方 法	構 成 及 び 特 徴
電 子 密 度	5 ch 2 mm μ 波干渉計 5 ch 118 μ m 遠赤外干渉計	大出力 EIO 光励起双光子型 メチルアルコールレーザー
電 子 温 度	Rb-レーザー トムソン散乱 ECE Soft X	低ビーム拡がり角 Rb-レーザー 周波数掃引 BWO 3 ch Si (Li) 結晶
イ オ ン 温 度	荷電交換中性粒子 エネルギー分析 ドップラー巾測定	質量分析型 振動鏡による波長走査
不 純 物	可視分光 真空紫外分光 レーザー誘起蛍光法 レーザーブローオフ法 表面分析	P-250 McPherson 247 V フラッシュランプ励起 各種不純物の注入
輻 射 損 失	ボロメーター	SUS 薄膜
中 性 子	中性子カウンター	BF ³ , He ³ NE213

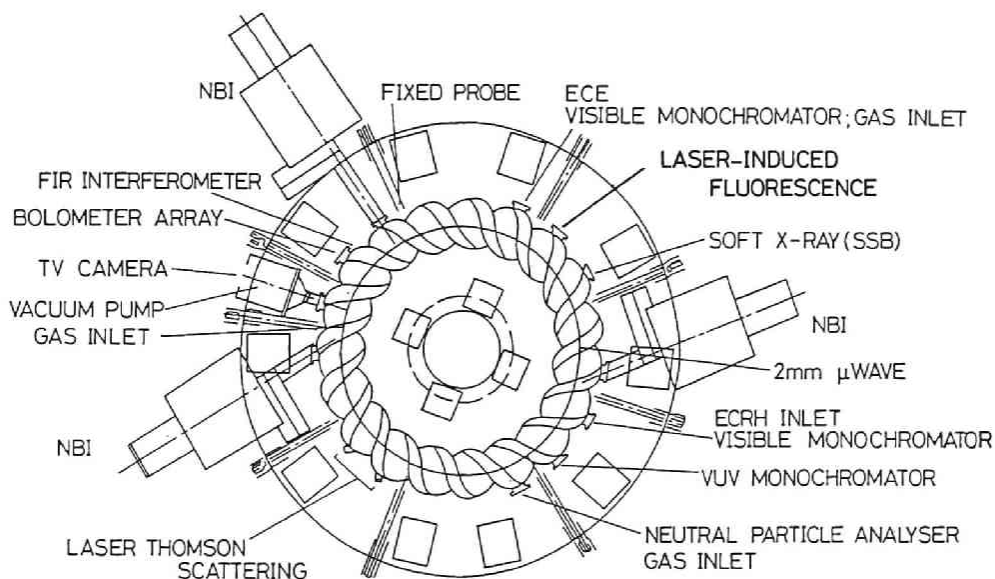


図 3 - 2 主な測定装置の配置例

3-3 計 測 各 論

3-3-1 電 子 密 度

プラズマ中を電磁波が伝播するとプラズマがない場合に比べて位相が

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda_0} \int_{-a}^a \left[1 - \left(1 - \frac{n_e}{n_{co}} \right)^2 \right] dr$$

{

a : プラズマ半径

n_e : 電子密度

n_{co} : カットオフ密度

だけ変化する。従ってプラズマ中を伝播するプローブ光とプラズマを通らない参照波を干渉させその位相差を測定することにより、電子密度を知ることができる。⁽⁹⁾

ヘリオトロンE装置では、干渉計として2mmμ波と118μm CH₃OH レーザーによる二つが用意されている。

2mmμ波干渉計の発振器は出力20WのEIOを使用し、5本の干渉路があって空間分布の測定ができるようになっている。(図3-3)。但し図3-4にみられるようにカットオフ密度が、 $2.6 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$ 、又、密度分布を放物形に仮定した時、 $\sin(\delta_{\text{MAX}}) = (f_{pe}/f_0)^2$ 、(f_{pe} : プラズマ周波数、 f_0 : 電磁波周波数)で与えられる最大屈折角 δ_{MAX} は⁽¹⁰⁾、中心の電子密度 $1 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$ で 2° となり50cm離れた位置でビームが1.7cmずれこの影響を無視できない。従ってより高い密度領域での空間分布測定用に、波長が短かく屈折効果の小さ

い118 μm CH_3OH レーザーの干渉計が用意された。⁽¹¹⁾

この系は、 CO_2 レーザーによる光励起の CH_3OH レーザー 2 本による光源と、干渉計、Ge-Ga 検出器、信号処理部と遠赤外干渉計の機械振動を補償する可視干渉計から構成されている。図 3-5 に示すようにプローブ光はプラズマを通過してヘリオトロン E 装置上ベースにとりつけられたコーナーキューブプリズムで反射され参照光と干渉する。干渉路は 7 本あって適宜 3 本を選択できるようになっている。検出器は、⁽¹⁷⁾ 40~170 μm の波長域で感度を有する Ge-Ga 光伝導型でその周波数応答は 50 kHz~5 MHz で、液体ヘリウムで冷却して使用する。

この遠赤外干渉計は、電子密度 10^{13}cm^{-3} で測定フリンジが 0.4 と 1 フリンジ以下になる。 $5 \times 10^{12}\text{cm}^{-3}$ まで測定するには、1/20 のフリンジ分解能を必要とする。このためには、発振周波数が、1 MHz 異なる CH_3OH レーザー 2 本を用いてそのビートを利用する。

プローブ光 $x = a \cos(\omega t - \varphi)$ 、参照光 $x_R = b \cos(\omega t + \varphi)$ を検出する検出器出力 S, S_R は

$$\begin{aligned} S &= (x + x_R)^2 \\ &= ab \cos(\varphi + \psi) \\ S_R &= a'b' \cos \psi \end{aligned}$$

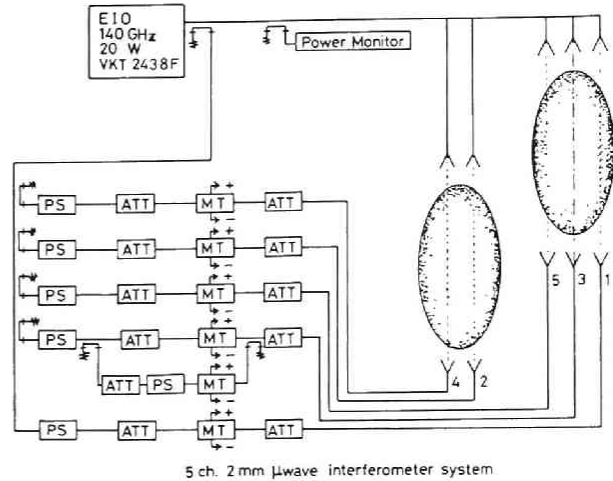


図 3-3 5 ch 2 mm マイクロ波干渉計

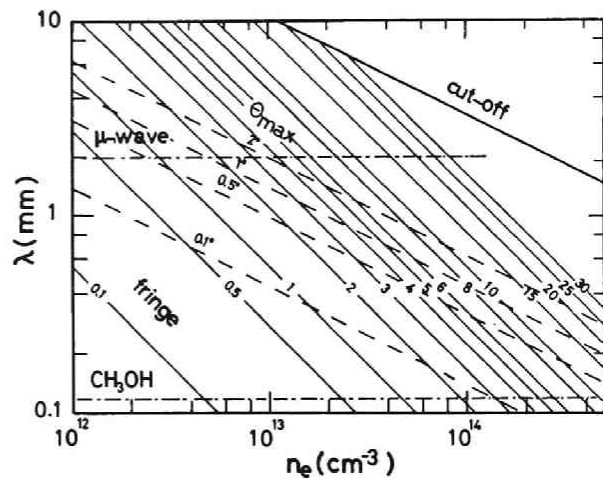


図 3-4 電子密度とフリンジ数及び屈折角の関係

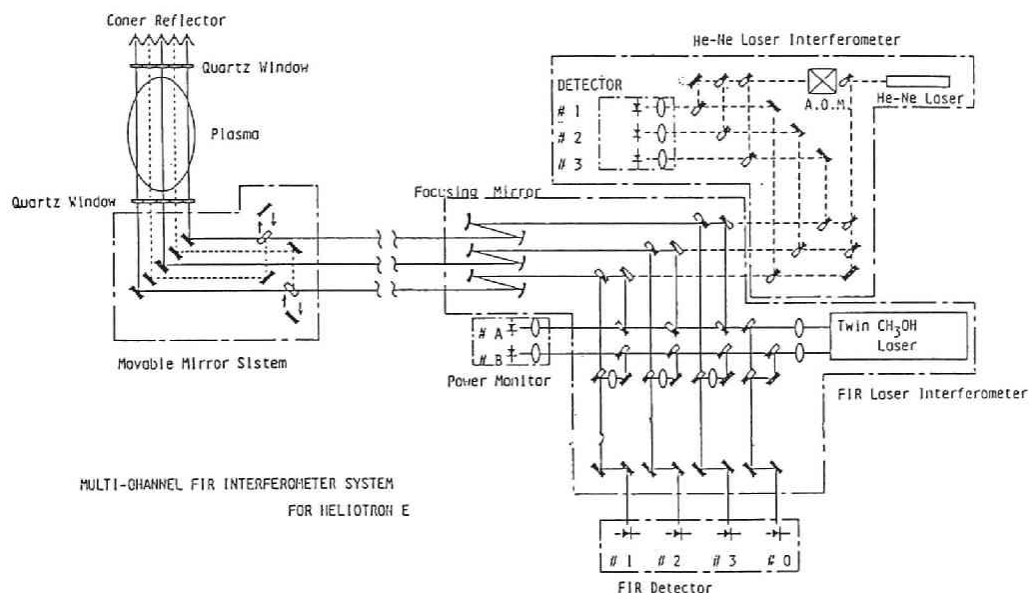


図 3-5 メチルアルコールレーザー干渉計

となり、位相差 ϕ は、 S 及び S_R の零クロッシングの時間差として表わされる。この位相差を実時間で表示するには、 S がマイナスからプラスへ零クロッシングする時は、up-counter で加算し、 S_R が、マイナスからプラスへ零クロッシングする時、down-counter で減算する。そのカウンター値を DA コンバータで電圧信号に変換後、積分器を通し直視化している。⁽¹⁸⁾

この $118\mu\text{m}$ 干渉計は、コーナキューブプリズムが変位をすることによっても位相変化を生じるので、干渉計の機械的変位を補償するために、プラズマによる位相変化が無視できて、機械的変位を観測するより波長の短い He-Ne レーザー (6328\AA) の干渉計が組み込まれている。

3-3-2 電子温度

電子温度測定には、(1)ルビーレーザートムソン散乱、(2)電子サイクロトロン高調波測定 (3) 軟 X 線波高分布解析の三種類がある。

(1) ルビーレーザートムソン散乱

ルビーレーザートムソン散乱による電子温度測定は、波長 6943\AA のルビーレーザー光をプラズマ中に入射して熱電子による散乱光のドップラー拡がりの半値巾 $\Delta\lambda 1/2 = 32\sqrt{\text{Te (eV)}}$ (\AA) を測定して電子温度を評価する。^(19,20,21) 測定系が、レーザ散乱等で絶対感度較正されておれば、散乱光強度より電子密度の評価ができる。散乱はレーザー光が通過する

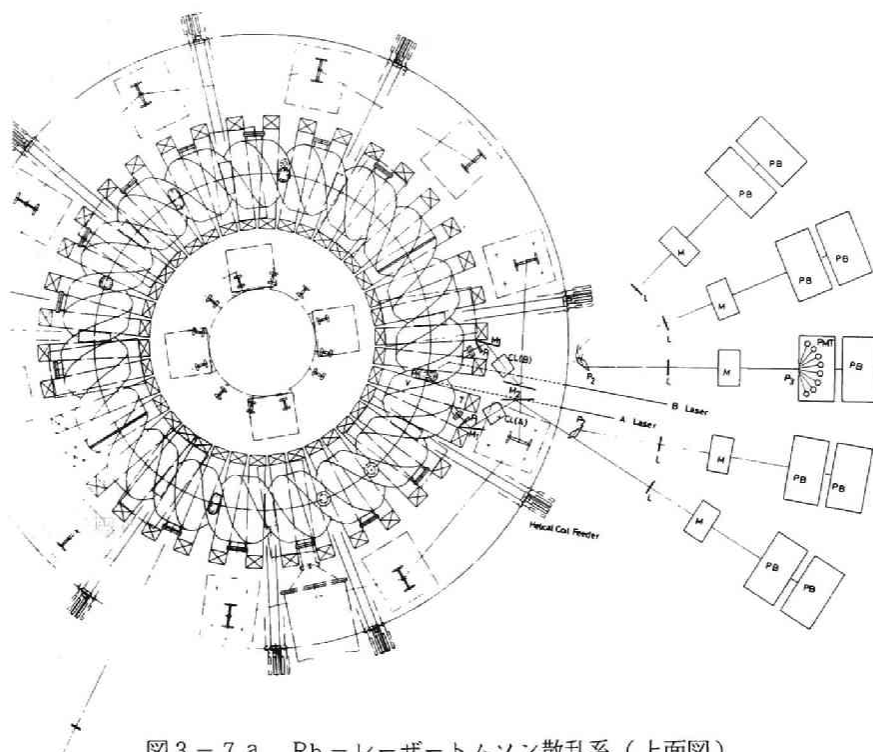


図 3-7 a Rb-レーザートムソン散乱系（上面図）

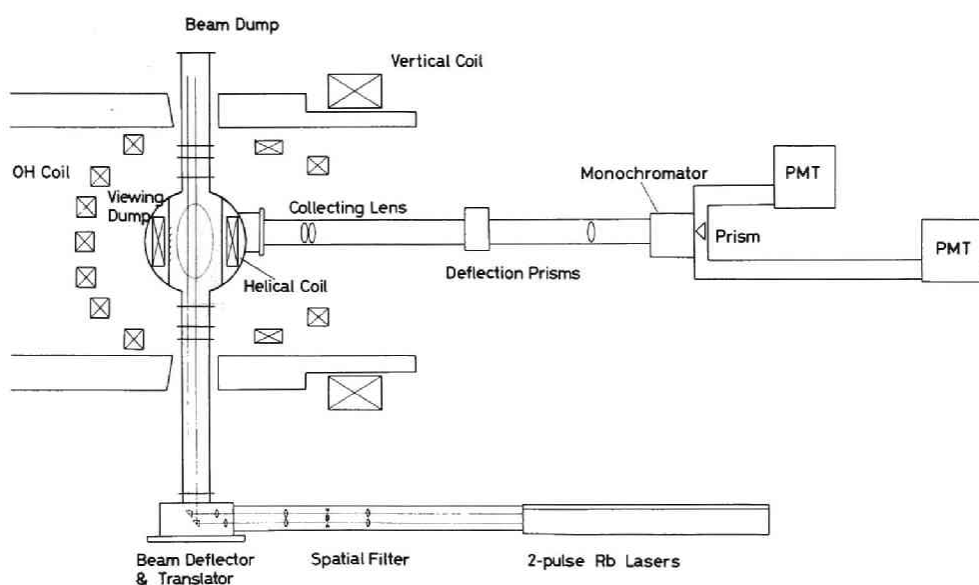


図 3-7 b Rb-レーザートムソン散乱系（立面図）

してその半値巾から温度を計算する。図3-8にデータ処理系のブロック図を示す。

(2) 電子サイクロトロン高調波測定

電子サイクロトロン波の第2高調波は、プラズマが光学的に充分厚い時には、その輻射強度

I_w は、黒体輻射強度に等しくなり、 $I_w = \omega^2 T_e / 8\pi^3 C^2$ と電子温度 T_e に比例する。⁽¹⁹⁾ 又、受信周波数を変えることにより共鳴する磁場強度が変化し、空間分布の測定も可能となる。ヘリオトロンE装置で中心磁場2Tの時のサイクロトロン第2高調波の周波数は、中心で112GHz、長軸に沿って

プラズマの端では70GHzとなる。

これらの領域の輻射測定法には、(i)ヘテロダイン法、⁽²⁸⁾ (ii)フーリエ分光法、⁽²⁹⁾ (iii)マルチチャンネルフィルター法、⁽³⁰⁾ (iv)回折格子分光法、⁽³¹⁾ (v)ファブリペロー干渉法⁽³²⁾ と

種々開発されているが、表3-2からわかるように最も分解能の優れたヘテロダイン法を採用した。構成を図3-9に示す。局所発振器は10msecの間に75GHzから110GHzまで発振周波数を変えることができるBWOである。

猶第3高調波は、輻射強度が $n_e T_e$ に比例するので、電子密度

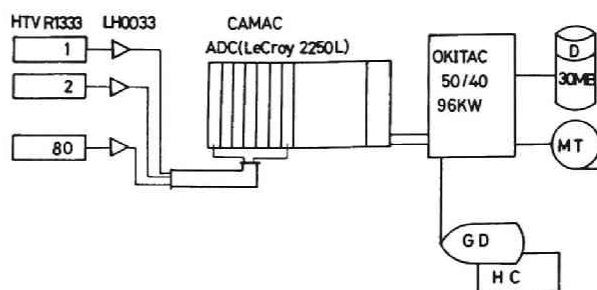


図3-8 レーザー散乱データ処理系

表3-2 電子サイクロトロン放射の測定法とその特徴

方 法	周波数分解能 $\Delta f/f$	時間分解能	検 出 器
ヘテロダイン	1×10^{-3}	1 μ sec	diode
フーリエ分光	3×10^{-2}	10~15msec	InSb
マルチチャンネル フィルター	0.5~1	1 μ sec	InSb
グレーティング	0.05~0.1	1 μ sec	InSb
ファブリペロー	0.1	10 μ sec	InSb

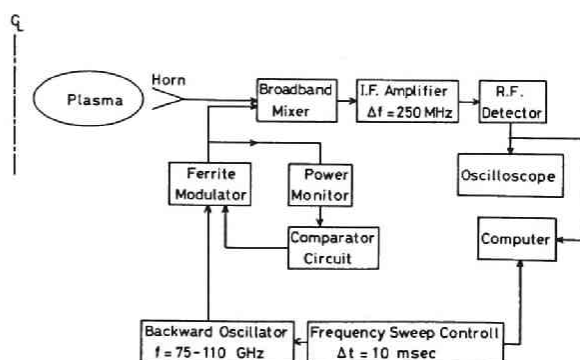


図3-9 電子サイクロトロン高調波測定系

電子温度のいずれかを他の方法で求めれば他方を評価することができる。⁽³³⁾

(3) 軟X線の波高分析

エネルギー 1 keV から 10 keV の軟X線領域では、制動輻射と再結合輻射による連続光が放出される。

制動輻射の強度は

$$\left(\frac{dW}{dk}\right)_{ff} = 3 \times 10^{11} \frac{n_e \sum n_i Z_{iff}^2}{10^{26}(\text{cm}^{-3})} \left(\frac{T_e}{(\text{keV})}\right)^{\frac{1}{2}} g_{ff} \exp\left(-\frac{k}{T_e}\right) (\text{sec}^{-1})$$

再結合輻射の強度は

$$\begin{aligned} \left(\frac{dW}{dk}\right)_{rb} &= 3 \times 10^{11} \frac{n_e n_i}{10^{26}(\text{cm}^{-3})} Z_i \left(\frac{T_e}{\text{keV}}\right)^{-\frac{1}{2}} g_{rb} \exp\left(-\frac{k}{T_e}\right) \\ &\times \left[\frac{\xi}{n^3} \frac{\chi_i}{T_e} \exp\left(\frac{\chi_i}{T_e}\right) + \sum_{\nu=1}^{\infty} \frac{2\chi_H}{T_e} \frac{Z_i^2}{(n+\nu)^3} \exp\left(\frac{Z_i^2}{(n+\nu)^2} \frac{\chi_H}{T_e}\right) \right] \end{aligned}$$

で与えられ、⁽³⁴⁾ いずれも $\exp(-k/T_e)$ の依存性をもつ。従って放出される軟X線の光子数をエネルギー巾を決めて計数することによりエネルギー Spektrum が得られ、その傾きから電子温度を得ることができる。

ヘリオトロンE装置では、光子のエネルギー測定に Si(Li) の結晶⁽³⁵⁾を用いている。エネルギー分解能は 200 eV である。図 3-10 に測定系の概念図を示す。

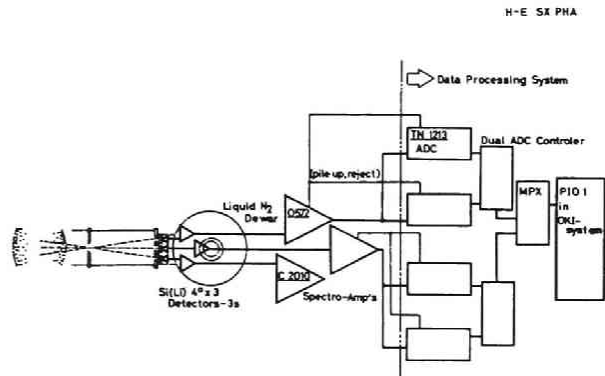


図 3-10 軟X線測定系

3-3-3 イオン温度

イオン温度測定は、(1)荷電交換中性粒子のエネルギー分析と(2)不純物イオンの線スペクトルのドップラー巾から求めている。

(1) 荷電交換中性粒子エネルギー分析^(36,37,38)

プラズマ中に存在するイオンは、閉じ込め磁場によって容易に外に出て来ないが、わずかに存在する中性原子との荷電交換反応 $H^0_{\text{slow}} + H^+_{\text{hot}} \rightarrow H^0_{\text{hot}} + H^+_{\text{slow}}$ によって生成された高速の中性粒子は、閉じ込め磁場にかわりなくプラズマの外へ出てくる。従ってこの中性粒子のエネルギー分析を行うことによってプラズマ中のイオン温度を評価することが

できる。

ここで用いられているエネルギー分析器は、ソ連 Ioffe 研究所で製作されたものである。⁽³⁹⁾ 中性粒子は窒素ガスの入ったストリッピングセルで電離され磁石（あるいは静電プレート）によってエネルギー分析され、更に10チャンネルの円筒型コンデンサーによって分析される。この磁場と電場の組み合わせの場合は、質量とエネルギーの分析を同時に行うことができる。

イオンはステンレス板でつくられたコレクターに衝突して二次電子を放出する。この二次電子は、チャンネルトロン、セラトロンで電荷パルスに変換され、ディスクリミネーター、増巾器（PAD400）を経てスケーラーで計数される。⁽⁴⁰⁾ 測定エネルギー範囲は、0.2～40 keV、エネルギー分解能は5～25%である。分析器本体は軟鉄でつくられており外部磁界 0.02 T までは、磁気シールドなしで使用できる。図 3-11 に装置を示す。

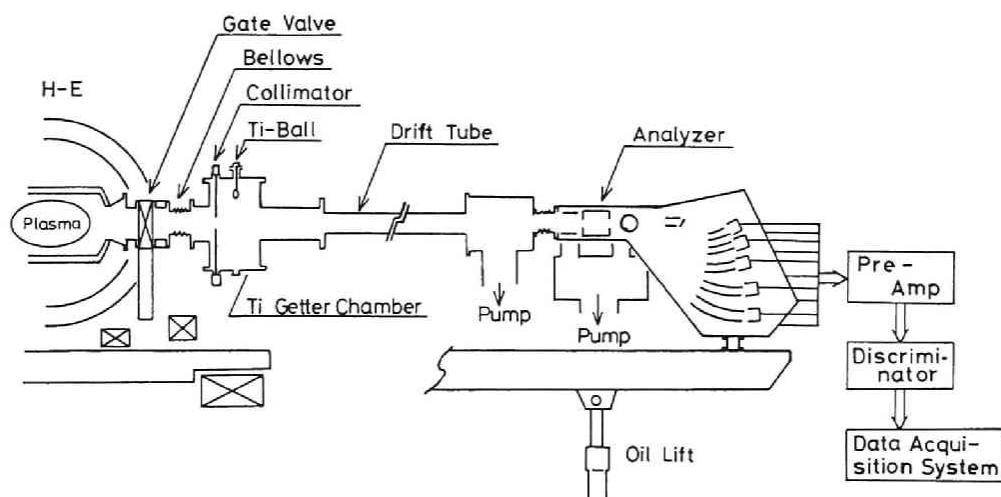


図 3-11 荷電交換中性粒子測定系

(2) 不純物イオンの線スペクトルのドップラー巾測定

イオンが熱運動していると発光する線スペクトルは、その熱速度に比例するドップラー拡がりを示し、線スペクトルの形状は、ガウス型となって、その半値巾 $\Delta\lambda_{1/2}$ は、
$$\Delta\lambda_{1/2} = 2.44 \times 10^{-3} \lambda \sqrt{\text{Ti} / \text{Mi}} \quad (\text{\AA}, \text{keV}, \text{amu})$$
 で与えられる。⁽⁴¹⁾

ヘリオトロン E 装置では、この半値巾測定用に焦点距離 1.26 m のツェルニーターナー型回折格子分光器（spex1269）を用いている。

一回の放電中に何点かの時刻におけるイオン温度を測定するため出口スリット直前に振

動鏡を置いて出口スリットを通過する光の波長を時間とともに変化させ線巾を測定できるようにした。⁽⁴²⁾ この方法の特徴は、出口スリット巾が自由に変えられるので、波長分解能を任意に選ぶことができることと、検出器が一つで済むことによりデータ処理が楽なことである。

ドップラー巾測定を精度良く行うには、対象とする光の波長が、長い方が有利であるが、短かい波長を対象とする時は、回折の次数を上げて測定を行う。光電子増倍管で電気信号に変えられたあとは、計算機でガウス分布に近似して温度を評価する。⁽⁴³⁾ 測定系を図3-12に示す。

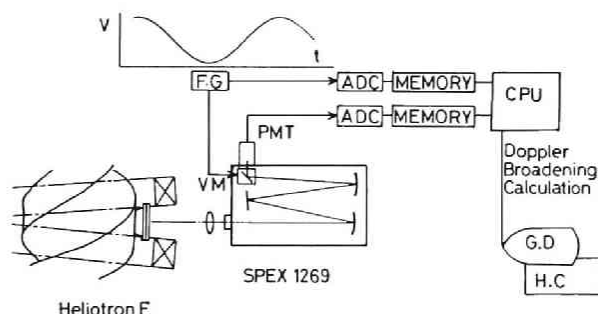


図 3-12 ドップラー巾測定系

3-3-4 不 純 物 計 測

不純物に関しては、Ⅰ. プラズマ中に含まれる不純物の種類、密度 (atoms/cm^3)、輻射損失 (W/cm^3)、Ⅱ. 輸送過程、Ⅲ. 不純物の発生場所、発生量 ($\text{atoms}/\text{sec cm}^2$)、発生機構などが重要な課題である。Ⅰについては、第四章、真空紫外分光器を用いた不純物計測、Ⅱについては、第五章、不純物注入による輸送過程で、Ⅲについては、第六章、レーザー誘起蛍光法による中性鉄原子測定で、それぞれ詳述するので、ここではヘリオトロ

表 3-3 ヘリオトロロンE装置で用いられている分光器の仕様と用途

	型 式 名	F 数	焦点距離 (mm)	逆 分 散 ($\text{\AA}/\text{mm}$)	分 解 能 (\AA)	使 用 目 的
可 視	Nikon P-250	4	250	30	0.1	低電離イオンの線強度測定
	SPEX 1704	8	1000	8	0.08	分光写真撮影
	SPEX 1269	10	1260	6.3	0.06	振動鏡によるドップラー巾測定
真空 紫 外	McPherson 247 V	42	2217 (Rawland 円直径)	0.3	0.15	多価電離イオンの写真撮影及び線強度測定

ンEで用いられている主な分光器の仕様を紹介するに留める。

可視域では焦点距離 250 mm の P-250 型, 焦点距離 1 m の SPEX 1704, 1.26 m の SPEX 1269 の三種類がある。真空紫外域では, McPherson 247 V が使用されている。それぞれの性能及び用途を表 3-3 にまとめる。

3-3-5 データ処理

前節で述べた各種測定器からのデータの形式は, 干渉計のように連続した信号 (Continuous 型), レーザー散乱のように非常に短かいパルスのもの (Laser 型), 荷電交換中性粒子エネルギー解析のようにパルス列をある時間巾毎に計数するもの (Scaler 型) 軟 X 線の波高分析のように振巾の異なったパルス列をある時間巾毎にそのパルスの振巾別に数えるもの (Pulse Height 型) に大別される。

これらの信号は, このままでは必要な物理量にならず, 例えば, 最少二乗法によって最も近いガウス分布を求めその半値巾から温度を決めるという処理を高速にかつ正確に進める必要がある。⁽⁴⁴⁾

このために多くの入力チャンネルとそれに付随したメモリをもつ計算機によるデータ処理系が必要である。

入力チャンネル数は, 原則的には, 検出器の数だけ必要であり, 外部メモリの容量 (語数) は, 各チャンネルあたり

- (1) C 型: (放電時間) / (時間分解能)
- (2) L 型: (ゲート動作回数)
- (3) S 型: (放電時間) / (ゲート巾時間)
- (4) P 型: (最大パルス振巾) / (最小識別パルス振巾)
× (放電時間) / (時間分解能)

を必要とする。

計算機システムは, 図 3-13 に示されるように中央処理装置を中心として周辺機器, 入出力装置によって構成されており, オンラインデータ収集モードでは, 放電開始のパルスとともに前もって設定されたサンプリング時間 (あるいはゲート時間), サンプリング開始時刻に従って各入力チャンネルについている外部メモリにデータが収集される。放電が終了すると外部メモリから順次データを読み出し各種プログラムに従って演算され, 電子密度, 温度等がグラフィックディスプレイに表示されて, 次の放電を待機する。

一方外部メモリから読み出されたデータは磁気テープに書き込まれて永久保存される。

これらのデータを用いて各種パラメータ間の相関を調べることも容易にできる。⁽⁴⁵⁾

DATA ACQUISITION SYSTEM OF HELIOTRON-E

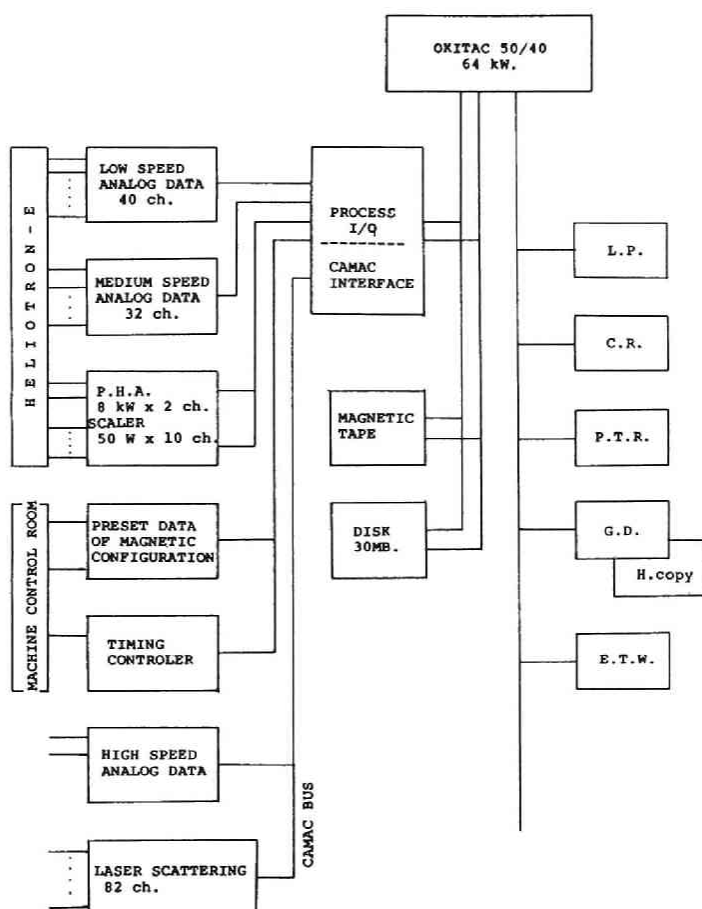


図 3 - 13 データ処理系

第三章 参 考 文 献

- 1) R.H.Huddleston, S.L.Leonard, Plasma Diagnostic Techniques (Academic Press, NewYork, 1965)
- 2) W.Lochte-Hottgreven, Plasma Diagnostic (North-Holland Pub. Co. Amsterdam 1968)
- 3) A.Eubank, E.Sindoni, Course on Plasma Diagnostics and Data Acquisition Systems (International School of Plasma Physics, Varrena, 1975)
- 4) E.Sindoni, C.Wharton, Diagnostics for Fusion Experiments (International School of Plasma Physics, Varrena, 1978)
- 5) Equipe TFR, Nucl. Fnsion. 18 (1978) 647
- 6) N.C.Luhman, Jr, W.A.Peebles, Rev. Sci, Instrum, 55 (1984) 279
- 7) 近藤克己, 佐藤浩之助, 磁場核融合プラズマ計測 (核反応プラズマ実験における放射線) 1984
- 8) Heliotron E G, Proc. of USSR-JAPAN, Joint-Seminar on Plasma Diagnostics, Nagoya (1980)
- 9) M.A.Heald, C.B.Wharton, Plasma Diagnostics with Microwaves (John Wiley & Sons. Inc. NewYork, 1965)
- 10) J.Shmoys, J.Appl. Phys. 32 (1961) 689
- 11) D.Veron, Submillimeter Interferometry of Hish Density Plasmas in Infrared and Millimeter Waves, vol. II (Academic Press, NewYork, 1979)
- 12) D.Veron, EUR-CEA-FC-980 (1978)
- 13) D.Veron, Opt. Com. 10 (1974) 95
- 14) S.M.Wolfe, K.J.Button, J.Waldman, D.R.Cohn, Appl. Opt. 15 (1976) 2645
- 15) K.J.Button, S.M.Wolfe, SPIE 105 (1977) 72
- 16) D.R.Baker, S.T.Lee, Rev. Sci. Instrum. 49 (1978) 919
- 17) 東京理科大学にて製作
- 18) C.A.J.Hughenoltz, B.J.H.Mecldens, Rijnhuizen Report 76-100 (1976)
- 19) G.Bekefi, Radiation Processes in Plasmas (John Wiley & Sons. Inc, NewYork, 1966)
- 20) S.E.Schwarz, J.Appl. Phys. 36 (1965) 1836

- 21) A.W. DeSilva, G.C. Goldenbaum, *Methods of Experimental Physics* vol. 9
(Academic Press, New York, 1970)
- 22) D.E. Evans, M.J. Forrest, J. Katzenstein, *Nature* 211 (1966) 23
- 23) A.W. DeSilva, J. Fujita, T. Kawabe, K. Kondo, T. Uyama, *Phys. Fluids* 17
(1974) 1780
- 24) M.J. Forrest, N.J. Peacock, D.C. Robinson, V.V. Sannikov, P.D. Wilcock *CLM—*
R107 (1970)
- 25) S. Morimoto, K. Kondo, T. Mizuuchi, A. Iiyoshi, K. Uo, *Jpn. J. Appl. Phys.* 18
(1979) 621
- 26) N. Bretz, D. Dimock, V. Foote, D. Johnson, D. Long, E. Jolnas, *Appl. Opt.* 17
(1978) 192
- 27) S. Sudo, K. Kondo, T. Mutoh, H. Zushi, A. Iiyoshi, K. Uo, *Jpn. J. Appl. Phys.*
22 (1983) 485
- 28) Equipe TFR, *Proc. 7th European Conf. on Controlled Fusion and Plasma*
Physics, Lausanne (1975), p146
- 29) A.E. Costley, TFR G, *Phys. Rev. Letters* 38 (1977) 1477
- 30) D.A. Boyd, F. J. Stauffer, A.W. Trivelpiece, *Phys. Rev. Letters* 37 (1976) 98
- 31) W.R. Rutgers, *Proc. 8th European Conf on Controlled Fusion and Plasma*
Physics, Prague (1977) p.138
- 32) R.A. Blanken, P. Brossier, D.S. Komm, *IEEE Trans. Microwave Theory and*
Tech 22 (1974) 1057
- 33) J.N. Talmadge, H. Zushi, S. Sudo, T. Mutoh, T. Obiki, O. Motojima, A. Iiyoshi,
K. Uo, *Phys. Rev. Letters* 52 (1984) 33
- 34) S. von Goeler, W. Stodiek, H. Fishman, S. Grebenshchikov, E. Hinnou, *Nucl.*
Fusion 15 (1975) 301
- 35) E. H. Silver, M. Bitter, K. Brau, D. Eames, A. Greenberger, K. W. Hill,
D. M. Meade, W. Roney, N. R. Sauthoff, S. von Goeler *Rev. Sci. Instrum.* 53
(1982) 1198
- 36) M. P. Petrov, *Sov. J. Plasma Phys.* 2 (1976) 201
- 37) A. I. Kislyakou, L. I. Krupnik, *Sov. J. Plasma Phys.* 7 (1981) 478
- 38) 中嶋洋輔, 京都大学博士論文 (1983)

- 39) V.V Afrosimov, E.L.Beregovskii, I P.Gladkouskii, A.I.Kislyakov, M.P.Petrov, V.A.Sadounikou Sov. Phys. Tech. Phys. 20 (1975) 33
- 40) H Zushi, Y.Nakashima, K.Kondo, A.Iiyoshi, K Uo, J.Phys. Soc. Jpn 51 (1982) 2673
- 41) H.R.Griem, Spectral Line Broadening by Plasmas (Academic Press, NewYork, 1974)
- 42) S Suckewer, E.Hinnov. Nucl Fusion 17 (1977) 945
- 43) K.Kondo, N.Nishino, K.Magome, T.Mutoh, H.Kaneko, H.Zushi, O.Motojima, T.Obiki, A.Iiyoshi, K Uo, Proc. on Symp. on Atomic Collision Data for Diagnostics and Modeling of Fusion Plasma, Nagoya, (1983) p 139
- 44) A.Ogata, JAERI—memo 7515 (1978)
- 45) T.Mutoh, O.Motojima, S Sudo. K.Kondo, Y.Ijiri, S.Besshou, H.Kaneko, T. Mizuuchi, T.Obiki, A Iiyoshi, K.Uo, IEEE Trans. on Plasma Science PS—11 (1983) 238

第四章 真空紫外分光器を用いた不純物計測

4-1 はじめに

この章では、不純物計測の課題である、(1)プラズマ中の不純物イオンの種類及び電離状態の同定、(2)不純物イオンの密度、(3)不純物イオンによる輻射損失について述べる。

プラズマを生成すると、真空容器を大気開放した際に壁に附着した酸素、炭素、窒素等の軽元素や、真空容器の構成材である鉄、ニッケル、クロム、又チタンゲッターで蒸着されたチタン等の金属元素がプラズマからの荷電交換中性粒子やイオンとの衝突によって壁から飛び出してプラズマ中へ不純物として持ち込まれる。⁽¹⁾これらの不純物イオンがプラズマ中に存在すると電子衝突による励起後、光として電子エネルギーをプラズマ外へ放出したりして大きなエネルギー損失になり得る可能性がある。従って上記(1)、(2)、(3)の項目について正確な情報が必要とされる。

プラズマ中に侵入した不純物原子は、高温の電子との衝突によって、次々に電離し、又同時に束縛電子を励起する。励起された電子は、量子力学的に許される遷移をして様々な波長の光を放出する。

一般に第一励起準位から基底準位への遷移の時放出される光（共鳴線）の波長は、電離が進む程短波長域に移行し、波長 1000 \AA 以下の波長域に分布する^(2,3)。この共鳴線は、基底準位への遷移であるからその線強度の評価が他の高い励起準位間の遷移に比べて容易であるから定量的測定を行う場合特に選ばれる。従って波長 1000 \AA 以下の領域の測定が重要となる。^(4,5,6,7)しかしこの波長域には、大気中の酸素分子による吸収帯があるので測定系即ちプラズマから分光器、検出器までの間を真空排気する必要がある。このためにこの波長域を真空紫外域と呼ぶ。又、波長が短くなると金属面での反射率が低下するため反射素子の使用は極力押え、分散と集光を兼ねた凹面回折格子とスリットからなる斜入射真空紫外分光器が最も有力な測定器となっている。

以下2節で真空紫外分光器の概要と測定系の感度校正を第3節で分光写真による不純物の同定結果を示す。第四節では、光電測定を行う上で必要な線強度評価のための原子データについて述べる。第5節では、ヘリオトロンEプラズマでの光電測定の結果を示し、第6節で全体のまとめをする。

4-2 斜入射真空紫外分光器

波長 1000 \AA 以下の真空紫外域で用いる分光器は、装置内を真空排気できることが第一条件として挙げられる。又、分光器内の光学系は短波長域で金属面の反射率が急減するため極力反射面を減らすように設計され、凹面鏡に刻線した凹面回折格子、入口スリットと出口スリットあるいは、写真乾板をローランド円周上に配置して構成されている。凹面回折格子への入射角の大小でこの真空紫外分光器は、二つに大別される。入射角が小さく凹面回折格子に垂直に近い角度で光が入射する直入射型と、回折格子面に光をかすめるように入射角を大きくして光を入射させる斜入射型である。前者は波長が 500 \AA 以下になると反射率が低下するので実用波長域は 500 \AA 以上となっている。従ってこれ以下の波長域を測定対象とする時は、後者の斜入射型を必要とする。入射角を α とした時、測定できる最短波長 λ_{\min} は、 $\lambda_{\min} = 154 \sin(90^\circ - \alpha) (\text{\AA})$ (金蒸着回折格子) で与えられるので短かい波長を測定する時には入射角 α を大きくしなければならない。しかし入射角を大きくすると実効的 F 数が大きくなり光の透過率が減少することと、凹面回折格子をかすめるように光が通ることから迷光が大きくなる。従って実際の測定では適切な入射角を選ぶ必要がある。

今回使用した斜入射真空紫外分光器は、McPherson 247 V 型で入射角は $82^\circ \sim 88^\circ$ で

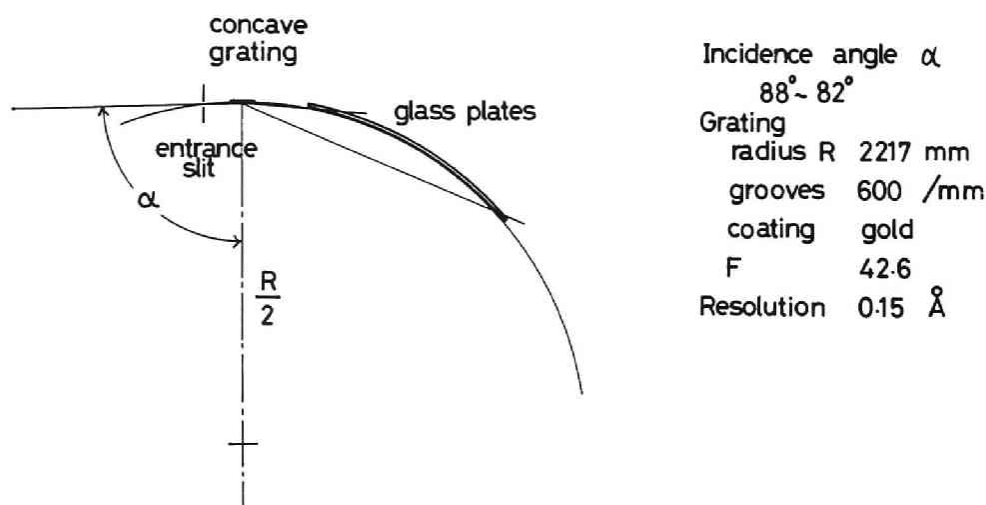


図4-1 写真乾板によるスペクトル測定

連続可変である。凹面回折格子の刻線は、600本/mmで、金蒸着がされている。その大きさは50mm×30mm 曲率半径 (= Rowland 円直径) は2217.6mmである。スリットは巾5μm~2000μm, 高さ10mmまで連続可変である。逆線分散は、10Å附近で0.3Å/mm, 100Å附近で0.6Å/mm, 1000Å附近で1.8Å/mmである。スリット巾10μmの時の波長分解能は、0.15Åである。この分光器は、ローランド円周上の結像面にガラス写真乾板をおいて分光写真機としての使用法と、ローランド円周上を移動する出口スリットとその後につけた電子増倍管で光強度を測定する単色計との二通りの使用法がある。第3節で述べる不純物イオンの線スペクトルの同定は、図4-1に示すように前者の方法で、第4節以下の輻射強度の測定は後者の方法を用いている。この斜入射真空紫外分光器とヘリオトロンE装置との接続は、ヘリオトロンE側の高真空を汚染しないように特に注意が払われている。真空紫外分光器本体は、500l/secの排気量をもつターボ分子ポンプで排気され 4×10^{-7} torrの真空度に保たれている。一方E装置では 10^{-8} torr以下の高真空であるのでE装置と分光器との間を同様のターボ分子

ポンプで差動排気し 2×10^{-8} torrの高真空を維持している。更に差動排気部と分光器の間にはゲートバルブを設け放電直前に開き放電終了と同時に速やかに閉じるようになっている。測定系を図4-2に示す。

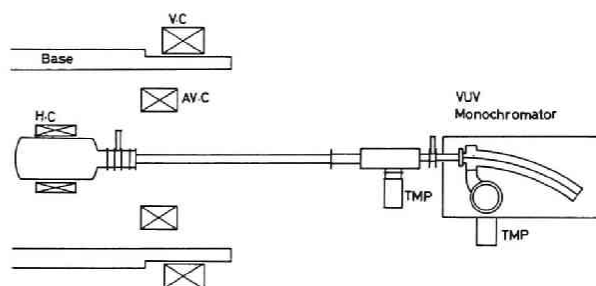


図4-2 真空紫外分光器による測定系

4-3 分光写真による不純物イオンの同定

この章の第一の目的であるプラズマ中の不純物の種類とその電離状態の同定には、各イオンがそれぞれ固有の線スペクトルからなる線輻射を放出することに注目して分光写真を撮影し、その波長を精密に測定する方法を採用した。

McPherson 247 V 斜入射真空紫外分光器を分光写真機として使用する場合は、ローランド円周上の結像面に 2×10 (インチ)²の大きさの2枚のガラス乾板 (Kodak SWR) を置き、プラズマ光を撮影する。2枚のガラス乾板で撮影できる波長域は対象とする波長によって若干の差はあるが、平均700Åの範囲を撮影することができる。撮影に要する放電数は概略100~150回である。

線スペクトルの波長の決定法

写真撮影時における入口スリット、凹面回折格子、ガラス乾板の位置を図4-3に示す。ガラス乾板は厚さ0.04インチであるので、プレートホルダーによって結像面である直径2217.6mmのローランド円周上に曲げておかれている。入射角 $\angle AON \equiv \alpha$ 、回折角 $\angle NOB \equiv \beta$ とした時、回折格子の式は、 $m\lambda = d(\sin\alpha + \sin\beta)$ (m : 次数, d : 刻線間隔, λ : 波長) で与えら

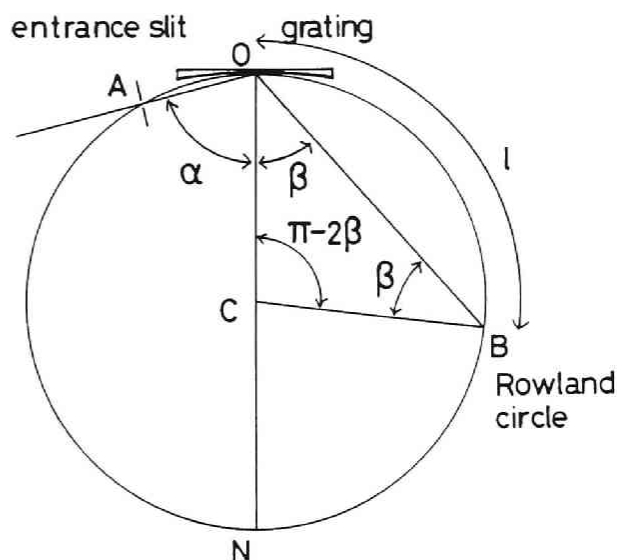


図4-3 波長(λ)とそのガラス乾板上の位置(l)の関係

れ、入射角 α が決められれば、波長 λ と回折角 β との関係が直ちに得られる。但し、ガラス乾板上に撮影された線スペクトルを解析する時は、ガラス面が、直平面となるので、波長 λ と凹面回折格子の中心から結像点までのローランド円に沿った距離 l の関係が必要となる。これは、 $\angle OCB = \pi - 2\beta$ より、 $l = (\pi - 2\beta) R/2$ となり、 $\beta = \arcsin \left\{ \sin \alpha - \left(\frac{m\lambda}{d} \right) \right\}$ と与えられる。

この式で与えられる距離 l を動作ガスである水素の $\text{Ly } \alpha$ 1215 Å, 多くの装置で観測される強い線スペクトル $\text{OVI } 1032 \text{ Å}, 1038 \text{ Å}, \text{OV } 630 \text{ Å}$ 等について実測値と比較して逐次同定を進めていく。実際の過程では、マイクロホトデンシトメーターで乾板上のスペクトルを15倍に距離 l を拡大し、かつ想定される不純物イオンの波長及びイオン種を計算機に入力し、それをプロッターで作画して実験値と比較して長波長側から同定を進めた。波長の読みとり精度は、0.1 Å程度である。測定された波長からイオン種を決めるには、主として R.L.Kelly, L.J.Palumbo による Atomic and Ionic Emission Lines Below 2000 Angstroms,⁽⁹⁾ とその改訂版 ORNL-5922, 及びグロトリアンダイアグラム,^(2,3) 波長表^(10,11,12,13,14) を用いた。

NBI プラズマの分光写真による不純物同定

図4-4に中性粒子ビームを入射して得られた電子温度、イオン温度約600eV、平均電子密度 $3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ 、放電時間約0.3秒のプラズマを100~150ショット重ねて撮影した分光写

真を示す。

線スペクトルは、短波長側では 60 \AA から 400 \AA にかけて密に存在し、特に 150 \AA から 300 \AA では強い線スペクトルが顕著である。

400 \AA より長波長側では、比較的疎に分布している。又、この写真からは疑似連続光⁽¹⁵⁾ はみられない。

図4-5にマイクロホトデンシトメーターで得た出力図にイオン種、波長を同定した結果を示す。

これより観測された主な線スペクトルについて述べる。

波長 400 \AA 以上の長波長域では動作ガスの水素 $\text{Ly}\alpha$ 1215 \AA , NV 1242.79 \AA , 1238.80 \AA , OVI 1037.62 \AA , 1031.93 \AA , CIII 977.02 \AA , OIV 790.20 \AA , OV 760.45 \AA , OV 629.73 \AA 等の軽元素の低電離イオンによるものが目立つ。但しチタンゲッターによる TiXI 568.44 \AA , TiXII 460.69 \AA の金属イオンも明瞭に観測されている。

400 \AA 以下の波長域では、FeXVI 360.79 \AA , 335.41 \AA , 265.01 \AA , FeXV 284.35 \AA , FeXIV 264.78 \AA , FeIX 171.08 \AA , TiXIV 121.99 \AA , TiXVI 169.74 \AA 等の金属イオンが認められる。強い線スペクトルは、 100 \AA 以上では $\Delta n=0$ ($n=3$) の遷移によるものであり、 100 \AA 以下では、 $\Delta n=1$ ($n=3 \leftarrow n=4$) の遷移となり相対的に強度が減少する。

これらの結果から、このプラズマに含まれる不純物イオンは、軽元素では、酸素、炭素、

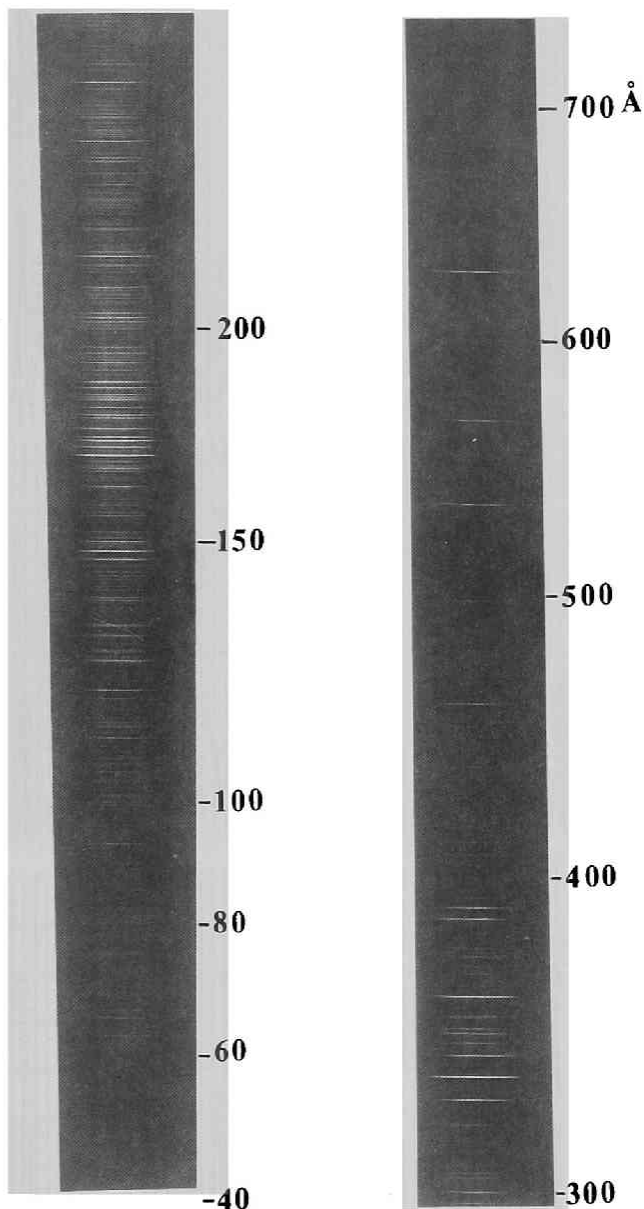


図4-4 分光写真

表4-1 同定されたスペクトル

波長	元素	遷移	波長	元素	遷移	波長	元素	遷移	波長	元素	遷移
1242.00	H V	2s-2p	373.805	O III	2p ² -2p3s	3p-3p ⁰	238.610	Tl VIII	3p ³ -3p ² (¹ D)3d	2p ⁰ -2f	
1238.81	H V	2s-2p	369.462	C III	2s2p-2p(¹ P ⁰)3p	3p ⁰ -3p ⁰	257.395	Fe XIV	3s ² 3p-3s3p ²	2p ⁰ -2f	
1215.67	H	1-2	360.477	Fe XII	3s ² 3p-3s3p ¹	4s ⁰ -4f	256.425	O III	2p-4d	2p ⁰ -2f	
1031.95	O VI	2s-2p	360.864	C III	2s-3p	3p ⁰ -3s	255.252	O IV	2s2p ² -2s2p(¹ P ⁰)3s	2p ⁰ -2f	
1031.63	O VI	2s-2p	360.796	Fe XVI	2p ³ 3s-3p ²	2s _g -2p ⁰	254.15	Cr X	3p ³ -3p ² (³ P)3d	2p ⁰ -2f	
977.026	C III	2s ² -2s(¹ S)2p	360.675	C III	2s2p-2p(¹ P ⁰)3p	3p ⁰ -3p	253.948	O IV	?	?	
884.53	C III	1s ² 2s3p-1s ² 2p3d	360.620	C III	2s2p-2p(³ P ⁰)3p	3p ⁰ -3p	253.082	O IV	2s2p ² -2s2p(¹ P ⁰)3d	2p ⁰ -2f	
760.710	O IV	2s ² 2p-2s(¹ S)2p ²	360.357	C III	2s2p-2p(¹ P ⁰)3p	3p ⁰ -3p	252.190	Fe XIV	3s ² 3p-3s3p ²	2p ⁰ 12-2p	
760.710	O IV	2s ² 2p-2s(¹ S)2p ²	359.384	O III	2p-3s	3s ⁰ -3p	251.949	Fe XIII	3p ² -3s3p ²	3p ² -3s ⁰	
760.103	O IV	2s ² 2p-2s(¹ S)2p ²	353.94	Tl IX	3s ² 3p ² -3s3p ³	1p _g -1p ⁰	251.060	Fe XVI	3p-3d	2p ⁰ -2f	
760.445	O V	2s2p-2p ²	345.369	O III	2p ² -2p(¹ P ⁰)3d	1s _g -1p ⁰	249.365	O IV	2p-3d	2p ⁰ -2f	
760.229	O V	2s2p-2p ²	339.773	C III	?	?	249.223	O IV	2p-3d	2p ⁰ -2f	
762.001	O V	2s2p-2p ²	335.41	Fe XVI	3s-3p	2s _g -2p ⁰	248.659	O V	2s2p-2s(¹ S)3s	1p ⁰ -1s	
761.131	O V	2s2p-2p ²	335.050	H IV	2s2p-2s(¹ S)3d	1p ⁰ -1d	248.907	C IV	2s-4p	2s _g -2p ⁰	
758.677	O V	2s2p-2p ²	328.648	O III	2p ² -2p(¹ P ⁰)3d	1p _g -1p ⁰	246.049	O III	2p-3p	?	
759.440	O V	2s2p-2p ²	323.671	H III	2s2p-2p3p	2p ⁰ -2p	240.713	Fe XIII	3s ² 3p ² -3s3p ³	3p ⁰ -1p ⁰	
629.732	O V	2s ² -2s(¹ S)2p	321.457	O IV	2p ² -2p ² (¹ D)3s	2p ⁰ -1p ⁰	240.079	O IV	2s2p ² -2p ² (¹ P)3p	2p ⁰ -2f	
625.41	O IV	2s2p ² -2p ³	320.929	O III	2p-3d	1p _g -1p ⁰	230.239	O IV	?	?	
609.829	O IV	2s ² 2p-2s(¹ S)2p ²	320.730	O III	2s2p ² -2s2p ² (¹ D)3d	2p ⁰ -1p ⁰	240.934	O IV	?	?	
608.395	O IV	2s ² 2p-2s(¹ S)2p ²	319.958	O III	2p-3d	1p _g -1p ⁰	230.573	O IV	2p-(¹ S)3d	2p ⁰ -2f	
599.598	O III	2s ² 2p ² -2s2p ³	316.967	O III	2p ² -2p4s	1s _g -1p ⁰	230.361	O IV	2p-(¹ S)3d	2p ⁰ -2f	
554.514	O IV	2s ² 2p-2s(¹ S)2p ²	315.053	H IV	2p ² -2p3d	1p _g -1p ⁰	227.983	H IV	2s2p-2s4s	2p ⁰ -3s	
554.074	O IV	2s ² 2p-2s(¹ S)2p ²	312.618	C IV	2s-3p	2s _g -2p ⁰	227.903	H IV	2s2p-2s4s	2p ⁰ -3s	
555.262	O IV	2s ² 2p-2s(¹ S)2p ²	312.455	C IV	2s-3p	2s _g -2p ⁰	227.061	H IV	2s2p-2s4s	2p ⁰ -3s	
553.328	O IV	2s ² 2p-2s(¹ S)2p ²	305.769	O III	2p ² -2p(¹ P ⁰)3d	3p _g -3p ⁰	226.710	O III	1s ² 2p ² -2s ² (¹ P)4p	1p _g -1p ⁰	
538.312	C III	2s2p-2s(¹ S)3s	305.656	O III	2p ² -2p(¹ P ⁰)3d	3p _g -3p ⁰	224.988	O IV	2s2p ² -2s4f	2p ⁰ -2f	
538.130	C III	2s2p-2s(¹ S)3s	305.596	O III	2p ² -2p(¹ P ⁰)3d	3p _g -3p ⁰	224.336	Fe VIII	3d ⁴ -4d4p	2p ⁰ -s ⁰ d ⁰	
538.075	C III	2s2p-2s(¹ S)3s	305.836	O III	2p ² -2p(¹ P ⁰)3d	3p _g -3p ⁰	224.248	H IV	2s2p-2p3p	2p ⁰ -3p	
529.713	H III	2p ² -2p3d	305.703	O III	2p ² -2p(¹ P ⁰)3d	3p _g -3p ⁰	222.256	H IV	2s2p-2p3p	2p ⁰ -3s	
529.637	H III	2p ² -2p3d	305.839	O III	2p ² -2p(¹ P ⁰)3d	3p _g -3p ⁰	221.823	O V	2p-3d	1s _g -1p ⁰	
529.481	H III	2p ² -2p3d	305.799	O III	2p ² -2p(¹ P ⁰)3d	3p _g -3p ⁰	221.081	O IV	2s2p ² -2s2p(¹ P ⁰)3d	1p _g -1p ⁰	
529.605	H III	2p ² -2p3d	305.515	O III	2p ² -2p(¹ P ⁰)3d	3p _g -3p ⁰	220.755	O IV	2s2p ² -2s2p(¹ P ⁰)3d	1s _g -2p ⁰	
519.343	H III	2p ² -2p3d	303.693	O III	2p ² -2p(¹ P ⁰)3d	3p _g -3p ⁰	220.430	C IV	2p-9d	2p ⁰ -2f	
525.795	O III	2s ² 2p ² -2s2p ³	303.460	O III	2p ² -2p(¹ P ⁰)3d	3p _g -3p ⁰	228.762	H III	2s ² 2p-2s2p(¹ P ⁰)4p	2p ⁰ -2f	
510.757	H III	2s ² -2p4d	303.621	O III	2p ² -2p(¹ P ⁰)3d	3p _g -3p ⁰	228.270	C IV	2p-10d	2p ⁰ -2f	
508.182	O III	2s ² 2p ² -2s2p ³	303.611	O III	2p ² -2p(¹ P ⁰)3d	3p _g -3p ⁰	227.511	O V	2p ² -2p(¹ P ⁰)3s	1p _g -1p ⁰	
507.683	O III	2s ² 2p ² -2s2p ³	300.316	H IV	2p-4f	1p _g -1p ⁰	226.038	O III	2s ² 2p ² -2s2p ² (¹ P)4p	2p _g -2p ⁰	
507.391	O III	2s ² 2p ² -2s2p ³	296.951	C IV	2p-4s	2p ⁰ -2s	225.299	O IV	2s2p ² -2s2p(¹ P ⁰)3d	1p _g -1p ⁰	
506.160	H III	2s ² 2p ² -2s2p ³ (¹ P)3d	296.857	C IV	2p-4s	2p ⁰ -2s	225.825	H IV	2s2p-2s4f(¹ S)4d	2p ⁰ -3p	
506.057	H III	2s2p ² -2s2p ³ (¹ P)3d	296.944	O III	2p ² -2p4d	1s _g -1p ⁰	225.136	H IV	2s2p-2s4f(¹ S)4d	2p ⁰ -3p	
498.890	O VI	3p-4d	295.511	O III	2p-4s	1p _g -1p ⁰	223.098	H IV	2s2p-2s4f(¹ S)4d	3p ⁰ -1p ⁰	
479.88	Tl XIII	3s-3p	292.595	H III	2p-5d	2p ⁰ -2d	224.745	Fe XV	3s3p-3s3d	3p ⁰ -3p	
475.867	H III	2p ² -2p4d	292.447	H III	2p-5d	2p ⁰ -2d	224.500	C IV	2p-13d	2p ⁰ -2f	
475.800	H III	2p ² -2p4d	291.730	C III	2s ² -2s5p	1s _g -1p ⁰	222.793	C IV	2s-5p	1s _g -2p ⁰	
475.697	H III	2p ² -2p4d	291.054	O IV	2p ² -2p(¹ P ⁰)3d	2p ⁰ -2p	222.288	O IV	?	?	
475.638	H III	2p ² -2p4d	289.988	O IV	2p ² -2p(¹ P ⁰)3d	2s _g -2s	221.830	Fe XIII	3p ² -3p3d	1p _g -1p ⁰	
472.392	H III	2s2p ² -2s2p(¹ P ⁰)3d	289.720	C IV	2p-4d	2p ⁰ -2p	220.352	O V	2s2p-2s(¹ S)3d	1p _g -1p ⁰	
472.232	H III	2s2p ² -2s2p(¹ P ⁰)3d	289.145	C IV	2p-4d	2p ⁰ -2p	219.135	Fe XIV	3p-3d	2p ⁰ -2f	
471.603	O IV	2p ² -2s2p(¹ P ⁰)3p	284.147	Fe XV	3s ² -3s3p	1s _g -1p ⁰	218.210	Fe XIV	3s2p ² -3s3p3d	2p ⁰ -2f	
471.273	O IV	2p ² -2s2p(¹ P ⁰)3p	283.579	H IV	2s2p-2s(¹ S)3d	2p ⁰ -3p	218.085	H IV	2p ² -2p3d	2p ⁰ -3p	
460.74	Tl XII	3s-3p	283.670	H IV	2s2p-2s(¹ S)3d	2p ⁰ -3p	217.227	H IV	2s2p-2p4p	1p _g -1p ⁰	
452.226	H III	2p-3s	283.620	H IV	2s2p-2s(¹ S)3d	2p ⁰ -3p	216.018	O V	2p-3d	1p _g -1p ⁰	
459.833	C III	2s2p-2s(¹ S)3d	288.690	Fe XIV	3s3p ² -3p ³	1p _g -1p ⁰	215.245	O V	2s2p-2s(¹ S)3s	2p ⁰ -3p	
459.521	C III	2s2p-2s(¹ S)3d	277.610	Fe VI	3d ² -3d ² (¹ G ⁰)4p	4p _g -p ⁰ d ⁰	215.104	O V	2s2p-2s(¹ S)3s	3p ⁰ -3s	
459.842	C III	2s2p-2s(¹ S)3d	276.701	Tl VIII	3p ² -3p ² (¹ D)3d	2p ⁰ -2p	215.034	O V	2s2p-2s(¹ S)3s	3p ⁰ -3s	
459.635	C III	2s2p-2s(¹ S)3d	274.191	Fe XIV	3s ² 3p-3s3p ²	2p ⁰ -2s	213.781	Fe XIII	3p ² -3p3d	2p ⁰ -3p	
459.521	C III	2s2p-2s(¹ S)3d	273.178	Tl VIII	3p ² -3p ² (¹ D)3d	2p ⁰ -2p	211.396	H IV	2s ² -2p3s	1s _g -1p ⁰	
452.226	H III	2p-3s	279.937	O IV	2p-(¹ S)3s	?	211.328	Fe XIV	3p-3d	2p ⁰ -2f	
450.080	H III	?	279.633	O III	2p-(¹ S)3s	?	209.634	Fe XIII	3p ² -3p3d	2p ⁰ -3p	
447.860	O VI	3s-4f	274.051	C III	2s ² -2s3p	1s _g -1p ⁰	208.306	H V	2s-3p	2s _g -2p ⁰	
442.705	O IV	2s2p ² -2s ² 3p	271.523	O III	2s2p ² -2s2p ² (¹ P)4s	2p ⁰ -2p	209.214	H V	2s-3p	2s _g -2p ⁰	
438.280	O V	2s3d-2s4f	270.512	Fe XIV	3s ² 3p-3s3p ²	2p ⁰ -2p	207.794	O V	2p ² -2p(¹ P ⁰)3d	1p _g -1p ⁰	
434.280	H III	2s2p ² -2s2p(¹ P ⁰)3s	269.759	Tl VII	3p ³ -3p3(¹ G ⁰)3d	1p _g -1p ⁰	207.183	O IV	2s ² 2p-2s2p(¹ P ⁰)3p	2p ⁰ -2p	
434.246	H III	2s2p ² -2s2p(¹ P ⁰)3s	269.599	O IV	2p ² 2s2(¹ D)3d	2p ⁰ -2s	204.951	Fe XIII	3p ² -3p3d	2p ⁰ -3p	
434.129	H III	2s2p ² -2s2p(¹ P ⁰)3s	267.941	Tl IX	3p ² -3p3d	1p _g -1p ⁰	204.708	O IV	2s2p ² -2p ² (¹ P)3p	2p ⁰ -2f	
434.065	H III	2s2p ² -2s2p(¹ P ⁰)3s	266.375	H V	2p-3s	2p ⁰ -2s	204.302	H IV	2p ² -2p3d	1p _g -1p ⁰	
434.014	H III	2s2p ² -2s2p(¹ P ⁰)3s	266.192	H V	2p-3s	2p ⁰ -2s	202.890	O V	2p ² -2p(¹ P ⁰)3d	2p ⁰ -3p	
433.337	C III	2s2p-2p(¹ P ⁰)3p	264.257	O IV	2s ² 3p-3s3p ²	2p ⁰ -2p	203.835	Fe XIII	3p ² -3p3d	2p ⁰ -3p	
419.714	C IV	2p-3s	264.330	O III	2s ² 3p-3s3p ²	2p ⁰ -2p	203.057	C IV	2s-8p	1s _g -2p ⁰	
419.525	C III	2p-3s	264.480	O III	2s ² 3p-3s3p ²	2p ⁰ -2p	202.885	O IV	2s2p ² -2s2p(¹ P ⁰)3p	2p ⁰ -2s	
411.958	C III	2s5d-2p(¹ P ⁰)3p	263.584	Tl VIII	3p ² -3p ² (¹ S)3d	2p ⁰ -2s	202.334	O V	2p ² -2p(¹ P ⁰)3p	2p ⁰ -3p	
395.558	O III	2p ² -2p(¹ P ⁰)3s	263.246	Tl VI	3p ³ -3p ² (¹ D)3d	2p ⁰ -2s	202.056	Fe XIII	3p ² -3p3d	2p ⁰ -3p	
389.965	C III	?	262.827	C IV	2p-5s	2p ⁰ -2s	201.745	Fe XII	3p ² -3p ² (¹ D)3d	2p ⁰ -2p	
389.090	C III	2s2p-2s4s	262.553	C IV	2p-5s	2p ⁰ -2s	201.134	Fe XIII	3p ² -3p3d	2p ⁰ -3p	
389.005	C III	2s2p-2s4s	262.725	Tl VII	3p ² -3p ² (¹ S)3d	2p ⁰ -2p	200.033	Fe XIII	3p ² -3p3d	2p ⁰ -3p	

№ п/п	Элемент	Конфигурация	Символ
196.531	Fe XIII	$3p^2-3p3d$	$1p_{-1}p^0$
195.052	O IV	$2p-4d$	$2p^0-2^0$
195.127	Fe XII	$3p^2-3p^2(3p)3d$	$4s^0-4p$
194.593	O V	$2s2p-2p(2p^0)3p$	$1p^0-1p$
193.517	Fe XII	$3p^2-3p^2(3p)3d$	$4s^0-4p$
192.85	O V	?	
192.986	O V	$2p-3d$	$3p^0-3p$
192.751	O V	$2p-3d$	$3p^0-3p$
192.800	O V	$2p-3d$	$3p^0-3p$
192.462	Fe XII	$3p^3-3p^2(3p)3d$	$4s^0-4p$
191.051	Fe XII	$3p^3-3p^2(3p)3d$	$2p^0-2p$
190.044	Fe X	$3p^2-3p^4(1D)3d$	$2p^0-2p$
180.219	Fe XII	$3p^2-3p^2(3p)3d$	$2p^0-2p$
168.609	Fe VII	$3p^3-3d-3p^3d^2$	$2p_{-1}p^0$
165.225	Fe VIII	$3p^3-3d-3p^3d^2$	$2p_{-1}p^0$
164.800	Fe XI	$3p^3-3p^3(1^0D)3d$	$1p_{-1}p^0$
164.542	Fe X	$3p^2-3p^4(1D)3d$	$2p^0-2p$
164.117	O VI	$2p-3d$	$2p^0-2p$
163.937	O VI	$2p-3d$	$2p^0-2p$
162.173	Fe XI	$3p^4-3p^3(4s^0)3d$	$3p_{-1}p^0$

161.140	Fe XI	$3p^4-3p^3(4s^0)3d$	$3p_{-1}p^0$
160.6	Fe XI	$3p^4-3p^3(4s^0)3d$	$3p_{-1}p^0$
160.4	Fe X	$3p^3-3p^4(1D)$	$2p^0-2p$
178.06	Fe XI	$3p^4-3p^3(4s^0)3d$	$3p_{-1}p^0$
177.263	Fe X	$3p^3-3p^4(1D)$	$2p^0-2p$
175.266	Fe X	$3p^3-3p^4(1D)3d$	$2p^0-2p$
174.524	Fe X	$3p^3-3p^4(1D)3d$	$2p^0-2p$
173.082	O VI	$2p-3d$	$2p^0-2p$
172.935	O VI	$2p-3d$	$2p^0-2p$
172.168	O V	$2s^2-2s(2s)3p$	$1s_{-1}p^0$
171.075	Fe IX	$3p^3-3p^3d$	$1s_{-1}p^0$
169.760	Ti XVI	$2s^22p^3-2s2p^4$	$4s^0-4p$
168.932	Fe VIII	$3p^3-3d-3p^3d^2$	$2p_{-1}p^0$
168.548	Fe VIII	$3p^3-3d-3p^3d^2$	$2p_{-1}p^0$
168.512	H V	$2p-3s$	$2p^0-2p$
168.176	Fe VIII	$3p^3-3d-3p^3d^2$	$2p_{-1}p^0$
168.077	O V	$2s2p-2p(2p^0)3p$	$3p^0-3p$
167.448	Fe XIII	$3p^3-3d-3p^3d^2$	$2p_{-1}p^0$
166.947	H V	$2p-3d$	$2p^0-2p$
166.226	O V	$2s2p-2p(2p^0)3p$	$3p^0-3p$

165.403	Ti VII	$3p^3-1p^3(1^0D)4s$	$2p_{-1}p^0$
164.578	O V	$2s2p-2p(2p^0)3p$	$3p^0-3p$
164.170	O V	$1p^2-2s6f$	$1p_{-1}p^0$
162.567	H V	$2s-4p$	$4s_{-1}p^0$
161.170	Ti XVI	$2s^22p^3-2s2p^4$	$4s^0-4p$
160.530	C V	$1s2p-1s7d$	$1p^0-1p$
159.91	Ni XIII	$3p^4-3p^3(4s^0)3d$	$2p_{-1}p^0$
157.708	Ni XII	$3p^5-3p^4(3p)3d$	$2p^0-2p$
157.73	Ni XIII	$3p^5-3p^3(4s^0)3d$	$2p_{-1}p^0$
156.225	O V	$2s2p-2s6s$	$2p^0-2p$
154.161	Ti VII	$3p^3-3p^4(3p)4d$	$2p^0-4p$
152.906	Fe VII	$3d^2-3d4f$	$1p_{-1}p^0$
152.164	Ti VIII	$3p^3-3p^3(3p)4s$	$2p^0-2p$
150.068	O VI	$2s-3p$	$2s_{-1}p^0$
150.124	Ca	$2s-3p$	$2s_{-1}p^0$
148.61	Ti XV	$2s^22p^4-2s2p^5$	$2p_{-1}p^0$
148.367	H V	$2p-9s$	$2p^0-2p$
147.261	O V	$2s2p-2p(2p^0)4p$	$1p^0-1p$
146.921	H V	$2p-10s$	$2p^0-2p$
145.742	H V	$2p-11d$	$2p^0-2p$

145.656	Fe XVIII	$2s^22p^4(1^0S)3s-2s2p^5(1^0D)3s$	$2s_{-1}p^0$
144.802	O V	$2p^2-2p5d$	$3p_{-1}p^0$
144.978	H V	$2p-12d$	$2p^0-2p$
143.914	H V	$2p-14d$	$2p^0-2p$
143.520	H V	$2p-15d$	$2p^0-2p$
142.69	Ti X	$3d-4f$	$2p_{-1}p^0$
142.40	Ti X	$3d-4f$	$2p_{-1}p^0$
141.988	Ti VI	$3p^5-3p^4(1^0S)4d$	$2p^0-2p$
140.36	Ti XII	$3d-6p$	$2p_{-1}p^0$
139.08	Ti XII	$3d-6p$	$2p_{-1}p^0$
138.33	Ti XV	$2s^22p^4-2s2p^5$	$2p_{-1}p^0$
134.943	Cr VIII	$3p^3-3p^4(3p)4s$	$2p^0-4p$
134.61	Ti XV	$2s^22p^4-2s2p^5$	$2p_{-1}p^0$
132.76	Cr XVII	$2s^22p^5-2s2p^6$	$2p_{-1}p^0$
132.733	Ti VII	$3p^3-3p^3(1^0D)4d$	$2p_{-1}p^0$
131.120	Ti XV	$2s^22p^4-2s2p^5$	$1s_{-1}p^0$
130.87	Ti XVII	$2s^22p^5-2s2p^6$	$1p_{-1}p^0$
129.872	O VI	$2p-4d$	$2p^0-2p$
129.786	O VI	$2p-4d$	$2p^0-2p$
129.38	Fe XIV	$2s^22p^5-2s2p^6$	$2p^0-2p$

128.5	O VII	$1s2p-1s3d$	$3p^0-3p$
128.412	O VII	$1s2p-1s3d$	$3p^0-3p$
127.27	Ti XI	?	
125.587	Fe XI	$3p^3(1^0D)3d-3p^3(1^0D)4s$	$3d^0-3p$
124.598	O V	$2s^2-2s5p$	$1s_{-1}p^0$
124.35	Ti X	$3s3p^2-3s3p(1^0D)4s$	$4p_{-1}p^0$
123.95	Ti XI	$3s3p-3s4s$	$3p^0-3p$
123.800	Cr XVIII	$2s^23p^3-2s2p^4$	$2p^0-2p$
122.91	Cr XVIII	?	
122.91	Ti XI	?	
121.99	Ti XIV	$2s^22p^5-2s2p^6$	$2p^0-2p$
120.840	Cr XVII	$2s^22p^4-2s2p^5$	$2p_{-1}p^0$
120.331	O VII	$1s2s-1s3s$	$2s_{-1}p^0$
118.28	Fe VIII	$3p^3-3d-3p^3d(1^0D)4s$	$2p_{-1}p^0$
116.439	O VI	$2p-3d$	$2p^0-2p$
115.824	O VI	$2s-4p$	$2s_{-1}p^0$
115.40	Cr XVI	$2s^22p^5-2s2p^6$	$2p^0-2p$
115.03	Ti XV	$2s^22p^4-2s2p^5$	$1p_{-1}p^0$
115.02	Ti XI	$3s3p-3s4s$	$3p^0-3p$
113.84	Ti XI	$3s3p-3s4s$	$3p^0-3p$

113.15	Ti XI	$3s3p-3s4f$	$1p_{-1}p^0$
112.930	Fe VIII	$3p^3-3p^3(1^0D)4s$	$2p_{-1}p^0$
110.280	Ti IX	?	
109.11	Ti XII	$3p-4s$	$2p^0-2p$
109.509	Fe XIII	$3p^2(1D)3d-3p^2(1D)4p$	$2p_{-1}p^0$
109.015	Fe XII	$3p^3(1^0D)3d-3p^2(1^0D)4p$	$4p_{-1}p^0$
108.086	Ti XII	$3p-4s$	$2p^0-2p$
108.083	Fe VIII	$3d-5f$	$2p_{-1}p^0$
107.872	Fe VIII	$3d-5f$	$2p_{-1}p^0$
106.800	Cr XVI	$2s^22p^5-2s2p^6$	$2p^0-2p$
105.208	Fe IX	$3p^4-3p^34s$	$4s_{-1}p^0$
104.811	O VI	$2s-4p$	$2s_{-1}p^0$
103.760	Fe XVIII	$2s^23p^5-2s2p^6$	$2p^0-2p$
103.566	Fe IX	$3p^3-3p^34s$	$4s_{-1}p^0$
102.430	O VIII	$2p-1d$	$2p^0-2p$
102.300	O VI	$2p-1d$	$2p^0-2p$
100.59	Ti XI	?	
98.788	Fe X	$3p^3-3p^4(3p)4s$	$2p^0-2p$
95.374	Fe X	$3p^3-3p^4(1D)4s$	$2p^0-2p$
95.338	Fe X	$3p^3-3p^4(3p)4s$	$2p^0-2p$

94.940	Fe XVIII	$2s^23p^5-2s2p^6$	$2p^0-2p$
91.02	O VII	$1s2s-1s4p$	$1p^0-3p$
86.07	O VII	$1s2p-1s3d$	$2p^0-3p$
82.423	Fe IX	$3p^4-3p^3(1^0D)4d$	$2p^0-2p$
80.916	Cr XIV	$3p-4s$	
80.180	Fe XII	$3p^3-3p^2(1D)4s$	$2p^0-2p$
80.022	Fe XII	$3p^3-3p^2(1D)4s$	$4s^0-4p$
76.495	Fe X	$3p^5-3p^4(1D)4d$	$2p^0-2p$
76.117	Fe XIII	$3p^5-3p^4s$	$1p_{-1}p^0$
76.006	Fe X	$3p^5-3p^4(1D)4d$	$2p^0-2p$
75.892	Fe XIII	$3p^5-3p^4s$	$1p_{-1}p^0$
73.473	Fe XV	$3p3d-3p4f$	$1p^0-1p$
73.481	Ti XI		
71.870	Fe XIV	$1d3p^2-3s3p4s$	$1p_{-1}p^0$
71.377	Fe XIV	$3s3p^2-3s3p4s$	$1p_{-1}p^0$
70.986	Ti XII		
69.945	Fe XV	$3s3d-3s4f$	$1p_{-1}p^0$
69.6	Fe XII	$3p^3-3p^2(1D)4d$	$2p^0-4p$
66.198	Fe XII	$3p^3-3p^2(1D)4d$	$4s^0-4p$
64.806	O VII		

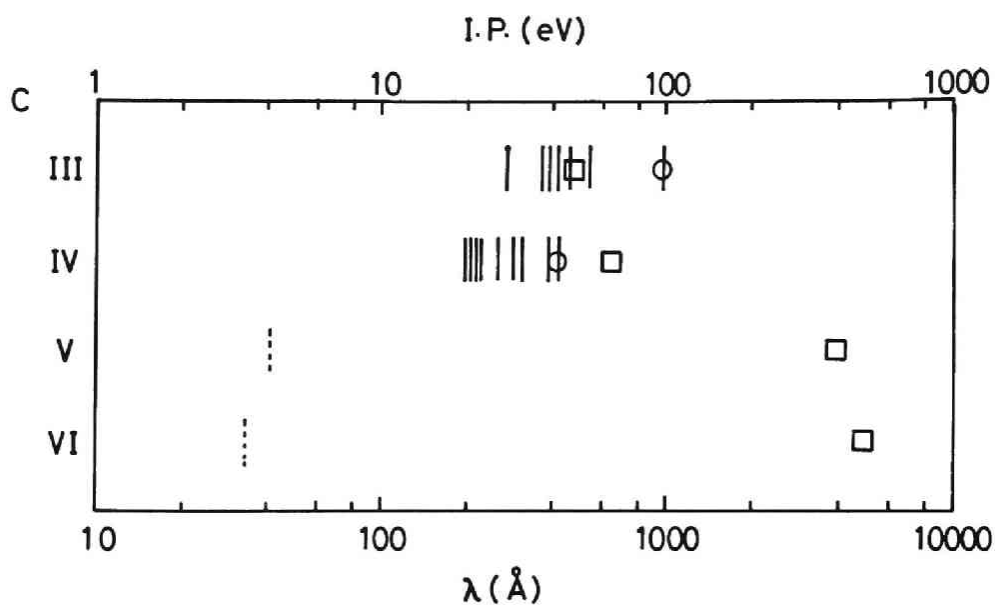


図 4-6 炭素の電離電圧 (□) と線スペクトル

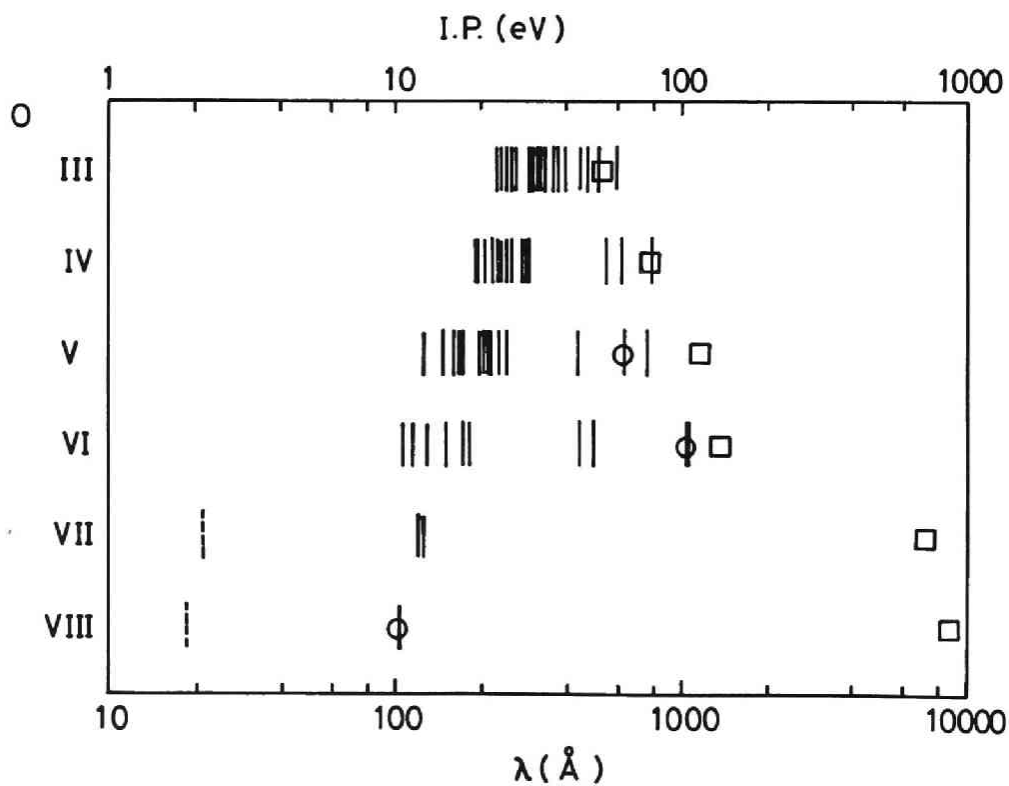


図 4-7 酸素の電離電圧 (□) と線スペクトル

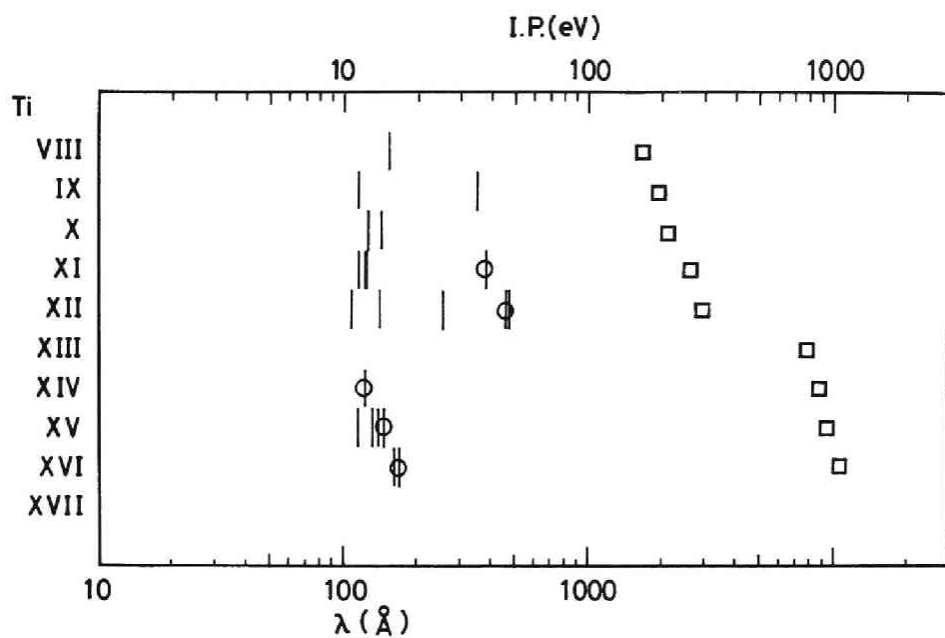


図 4-8 チタンの電離電圧 (□) と線スペクトル

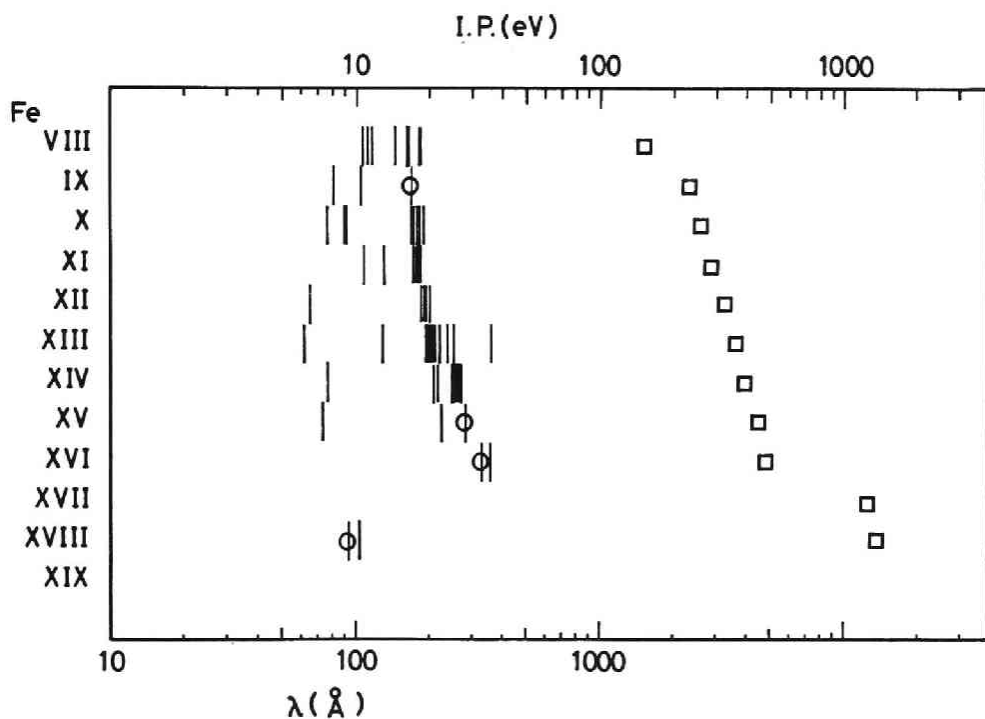


図 4-9 鉄の電離電圧 (□) と線スペクトル

4-4 光電測定及び感度校正

前節では、分光写真の解析によってプラズマ中に含まれる不純物イオンの種類、電離状態を明らかにしたが、それら不純物イオンの密度、輻射損失を評価するには、分光写真のような時間積分された情報ではなく時間分解された定量的な測定をする必要がある。

このために McPherson 247 V 分光器を単色計として使用する。即ちローランド円周上に移動可能な出口スリットと Cu-Be の光陰極を有する電子増倍管をおき、測定すべき波長の線強度 (photons/sec \cdot cm²sr) を電気信号に変換する。線強度を測定する場合入口スリット巾 50 μ m, 出口スリット巾 200 μ m とし対象とする波長のドップラー巾より充分広くしてスリット半値巾 1.5 Å で行った。

測定された電気信号の定量化には、線強度 (photons/sec \cdot cm²sr) と測定電圧 (V) との関係である測定系の絶対感度を調べておく必要がある。

真空紫外域での絶対感度校正は、可視領域で使用されるような手軽な標準光源が存在しないことから通常極めて困難な作業となる。現在は、(1)原子分岐線対法^(16,17)と(2)シンクロトロン放射光を絶対光源⁽¹⁸⁾とする二つの方法が用いられている。原子分岐線対法は、測定対象のプラズマを光源として上の準位を共有し、可視光と真空紫外光を放出する遷移の対を探し、まず標準光源で絶対感度が決められた可視分光器で可視光の線強度を測定し次に遷移確率の比から真空紫外光の線強度を計算で与え、その計算値と測定信号値の比として絶対感度を決める方法である。この方法は、特別な光源を必要とせず、原理的にも明確であるが、現実に応用するには、次のような問題がある。(1)線スペクトルを対象とするから特定の波長でのみ校正ができる。(2)この線対のいずれかあるいは相方の線強度が弱い場合が多い。従って現実に応用できるのは、極めて限られた波長に限定される。

他方シンクロトロン放射光を光源とする方法は、シンクロトロン放射光の強度が、電子の加速エネルギーを決めると一意的に決り、かつ連続スペクトルであるので任意の波長で校正することができる。従って今日では、このシンクロトロン放射光を用いた絶対感度校正法が標準的となっている。

今回使用した McPherson 247 V 真空紫外分光器の絶対感度校正は、このシンクロトロン放射光を間接的に使用した方法で行った。

米国標準局 (NBS) にあるシンクロトロン SURF II (E=0.24 GeV, R=0.83 m, I=30 mA) によって校正された斜入射真空紫外分光器 (ローランド円半径 1 m, 1200 本/mm⁽¹⁹⁾) を用いて、ヘリオトロン E プラズマからの線輻射を同時に観測し、その測定値を比較して

感度を決めた。校正した波長は、
 $\text{FeIX } 171 \text{ \AA}$, $\text{FeXV } 284 \text{ \AA}$, $\text{FeXVI } 335 \text{ \AA}$, $\text{TiXI } 386 \text{ \AA}$, $\text{TiXII } 460 \text{ \AA}$ の
 5点である。 $\text{OV } 630 \text{ \AA}$ の値は、外
 挿値を示す。図4-10に、 $\text{FeXVI } 335 \text{ \AA}$ の光を同時に測定した例を示
 す。又、校正結果を図4-11に示
 す。横軸は波長で、縦軸が絶対感
 度でその単位は、検出器で1Vの
 出力を得る時の線強度 $\text{photons}/$
 $\text{sec} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{sr}$ である。感度の高い
 波長は、 200 \AA 附近で、 9×10^{16}
 $\text{photons}/\text{sec} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{sr per V}$ とな
 っている。

次に光電測定の対象とした線ス
 ペクトルの選択について述べる。
 測定対象の線スペクトルは、その
 強度を測定することによって、そ
 のイオンの特性が十分に理解でき
 るものでなければならない。その
 候補は、第一励起準位から基底準
 位への遷移による共鳴線である。
 線輻射では、励起準位(p)から
 下の準位(q)へ自然遷移する時、
 その確率Aに比例する数の光子を放
 出する。従って光子数Nは励起準
 位の占有密度を $n(p)$ とした時、
 $N = A n(p)$ で与えられる。ここで
 占有密度 $n(p)$ は、基底準位(g)
 から電子衝突による励起と自然遷
 移とのバランスで決まるので、 n_e

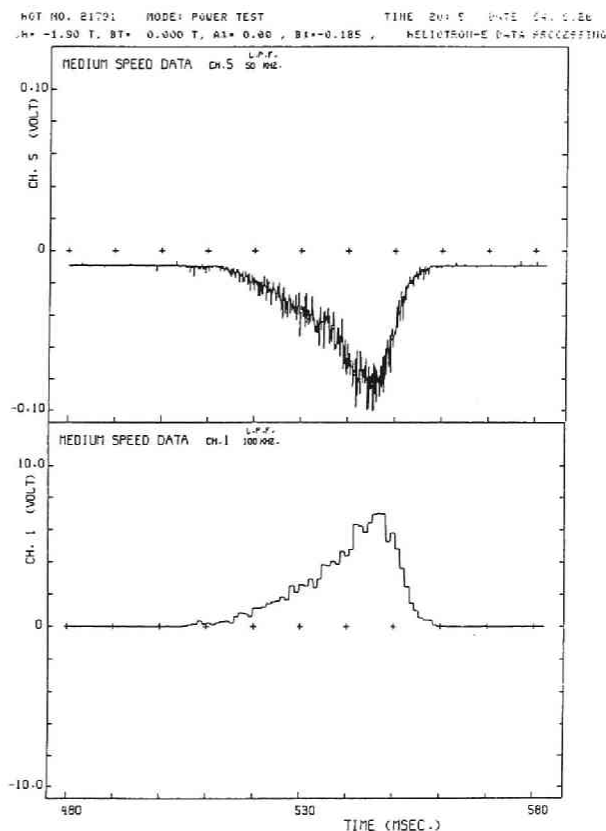


図4-10 McPherson 247V と、校正済1m
 分光器による $\text{Fe XVI } 335 \text{ \AA}$ の線強度

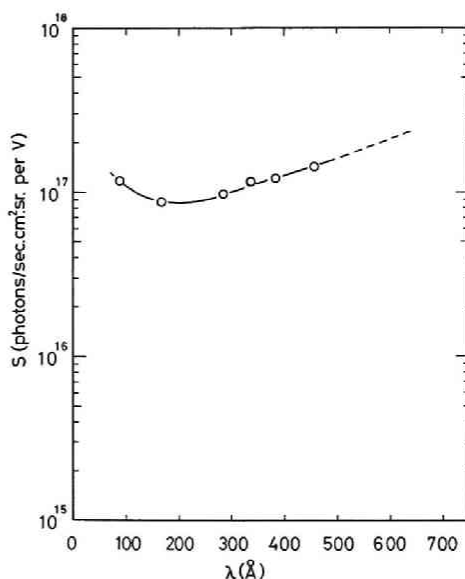


図4-11 McPherson 247V の絶対感度

を電子密度， Q を励起係数とした時 $n_e n(g)Q = n(p) \sum A(p, q)$ の関係が成立する。従って放出光子数は，電子密度，基底準位密度を用いて， $N = n_e n(g)QA / \sum A(p, q)$ と表わすことができる。従って Branching Ratio $A / \sum(p, q)$ と励起係数 Q の大きい共鳴線が最も適切な測定対象となる。

FeXVI イオンを例にしてこのことを調べてみる。

FeXVI の基底準位は， $3s^2 S$ である。この時 $3p^2 P^0 - 3s^2 S$ の遷移 335 \AA は，Branching Ratio = 1 で，図4-12 にみられるように励起係数も他の準位への励起に比べて充分大きい。又，励起係数の温度依存性が少ないので線強度の解釈がし易い。

このような観点から選んだ線スペクトルを表4-2にまとめた。但し OVIII, OVII の共鳴線は， 18.9 \AA ， 21.6 \AA であるが，この波長域では，分光器の迷光が大きいこと，この領域を測定する時は，凹面回折格子と検出器を結ぶ真空用ベローズを短かいものに取りかえねばならないので， 100 \AA 附近の高い励起準位間の遷移によるものを測定した。

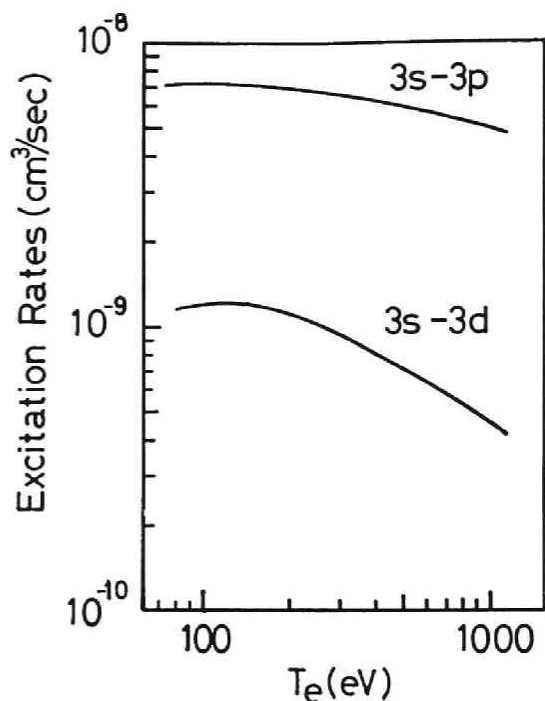


図4-12 FeXVI の 3p, 3d への励起係数

表4-2 光電測光に用いられた線スペクトル

Species	I. P. (eV)	(A)	E (eV)	Conf.	Term
H	13.6	1215.7	10.2	1s - 2s	$2s - 2p^0$
C III	47.8	977.0	12.7	2s - 2p	$1s - 1p^0$
O V	113.9	629.7	19.7	2s - 2p	$1s - 1p^0$
O VI	138.1	1031.9	12.0	2s - 2p	$1s - 1p^0$
		150.1	82.6	2s - 3p	$2s - 2p^0$
O VII	739.3	120.3	103.1	2s - 3p	$3s - 3p^0$
O VIII	871.3	102.4	121.1	2p - 3d	$2p^0 - 2d$
Ti XI	265.0	386.1	32.1	3s - 3p	$1s - 1p^0$
Ti XII	291.5	460.7	26.9	3s - 3p	$2s - 2p^0$
Ti XIV	861.3	121.9	101.7	$2s^2 2p^5 - 2s 2p^6$	$2p^0 - 2s$
Ti XVI	1042.0	169.7	73.1	$2p^2 2p^3 - 2s 2p^4$	$4s^0 - 4p$
Fe IX	234.0	171.1	72.4	$3p^6 - 3p^5 3d$	$1s - 1p^0$
Fe XIV	392.2	264.8	46.8	$3s^2 3p - 3s 3p^2$	$2p^0 - 2p$
Fe XVI	489.2	335.4	36.9	$2p^6 3s - 2p^6 3p$	$2s_{1/2} - 2p^0_{3/2}$
Fe XVIII	1358.0	93.9	132.0	$2s^2 2p^5 - 2s 2p^6$	$2p^0_{3/2} - 2s_{1/2}$

4-5 不純物イオンからの線輻射強度

前節で述べた感度較正法で得られた絶対感度を用いて酸素，鉄，チタン等の不純物線の線輻射強度を測定した。

代表的な例として，中性粒子ビーム 3.6 MW 入射の場合を示す。この時の平均電子密度は， $2.5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ，中性粒子エネルギー分析器で測定されたイオン温度は，1000 eV，レーザーで測定された電子温度は約 700 eV である。これらの時間変化を図 4-13 に示す。

この時測定された FeIX (172 Å)，FeXV (284 Å)，FeXVI (335 Å)，FeXVIII (94 Å) の線輻射強度 (Brightness) の時間変化を図 4-14 に示す。これら各イオンの Brightness は，ECH のパルス中は，低いレベルにあり Brightness は $10^{13} \text{ photons/sec cm}^2 \text{ sr}$ 台になっている。NBI 入射が始まると，FeIX から FeXVI までの各線輻射は急激に増加し，それぞれ 2×10^{14} photons/sec · cm² sr ~ 4×10^{14} photons/sec · cm² sr の値に達する。そして NBI パルスが切れた後，強い発光が認められる。この発光のピークに達する時刻

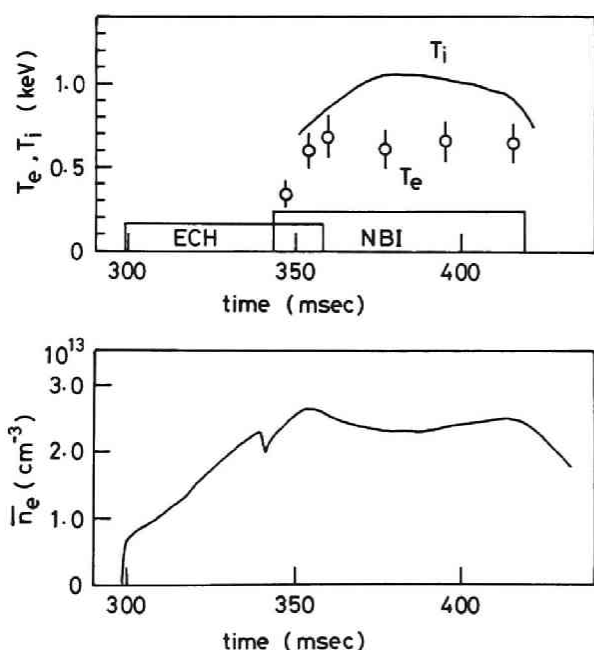


図4-13 T_e , T_i , n_e の時間変化

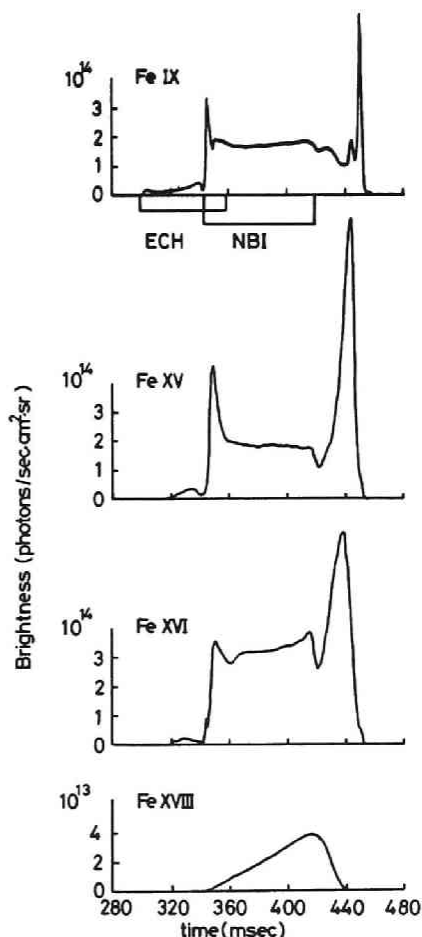


図4-14 FeIX, XV, XVI, XVIII の Brightness

は於電離電圧の低い低電離イオン程遅くなっていることから、この強い発光が再結合によるものと考えられる。FeXVIIIにはこのような再結合による強い発光が見られないことから、このプラズマでは、FeXVIIIが最終電離状態となっていると考えられる。

このプラズマ中に含まれる鉄密度の概算は次のようにして行うことができる。測定された Brightness B は、 $B = \frac{1}{4\pi} \int n_e n_{imp} Q dr$ (Q : 励起係数) で与えられているので、励起係数と、不純物が存在する領域の評価ができれば、 $n_{imp} = 2\pi B / n_e Q \Delta r$ で与えられる。 Q の値を図4-15に示す。これより $n_{FeXVIII} \approx 7 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ ($\Delta r \approx 10 \text{ cm}$) の概略値を得る。全鉄密度は、FeXVIIIの fractional abundance 0.4 より $n_{Fe} \approx 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ が与えられる。従って $n_{Fe}/n_e \approx 4 \times 10^{-4}$ となる。

より正確に密度を求めるには、1次元の輸送方程式を用いて、各イオンのプロファイルを求める必要がある。その時拡散係数 D と内向速度 V は、不純物注入実験で得られた値を用いる(第5章)。図4-16に $D = 1200 \text{ cm}^2/\text{sec}$, $V = 300 \text{ cm/sec}$, を用いて得られた

FeXVIII, FeXVI, FeXV, FeIX の分布を示す。この結果からは、中心での全鉄密度は、 $3 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ となる。

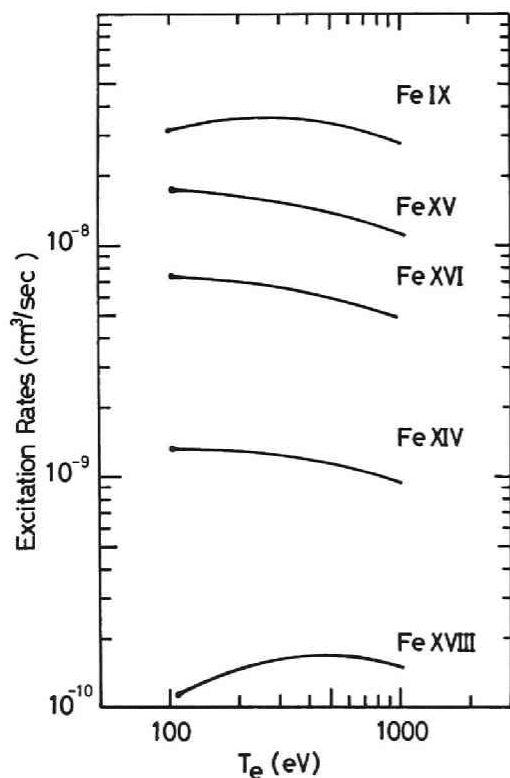


図4-15 FeIX, XIV, XV, XVI, XVIIIの励起係数

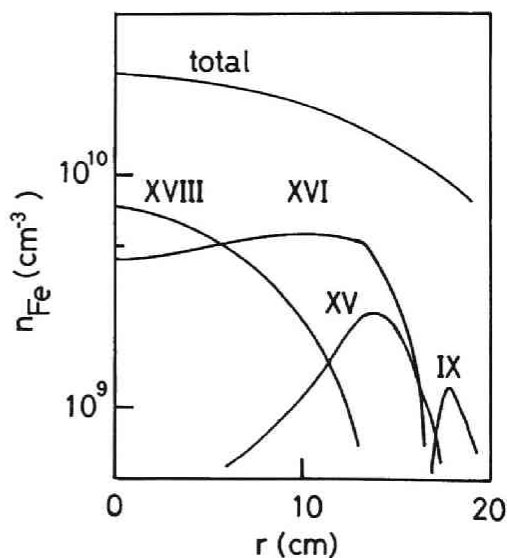


図4-16 FeXVIII, XVI, XV, IXの空間分布

この時の中心部からの輻射損失は、
図4-17の Cooling rateを用いて
約 50 mW/cm^3 となる。又、 Z_{eff} は、

$$Z_{\text{eff}} = 1 + \sum \frac{n_i}{n_e} (\langle Z^2 \rangle - \langle Z \rangle)$$

より図4-18を用いて

$Z_{\text{eff}} - 1 \cong 0.2$ となる。

次に各線輻射強度の NBI パワー
依存性を図4-19に示す。これら
のプラズマの平均電子密度は、
 $1.7 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ (ECHのみ) ~
 $3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ (3.6 MW 入射) と比
較的電子密度の変化が小さく、N
BI パワーに対する依存性を見易く
している。OV の Brightness は、
 $10^{15} \text{ photons/sec} \cdot \text{cm}^2 \text{ sr}$ とそれ程
大きく変化しない。但し、OVIIIに
ついては、高入力パワーの時つま
り電子温度の上昇によってよく見
えるようになっている。鉄、チタ
ンに関しては、NBIパワーの増加
によって著しく増加することがわ
かる。これは、鉄、チタンの
influx が NBI パワーとともに増加
していることを示唆している。こ
れは、第6章のレーザー誘起蛍光
法による壁近傍の中性鉄原子の測
定で明らかにされる。

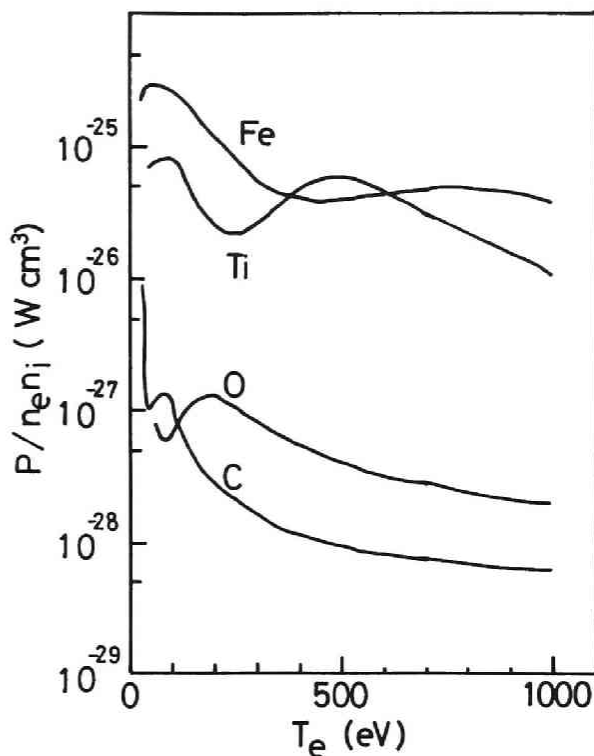


図4-17 クーリング率

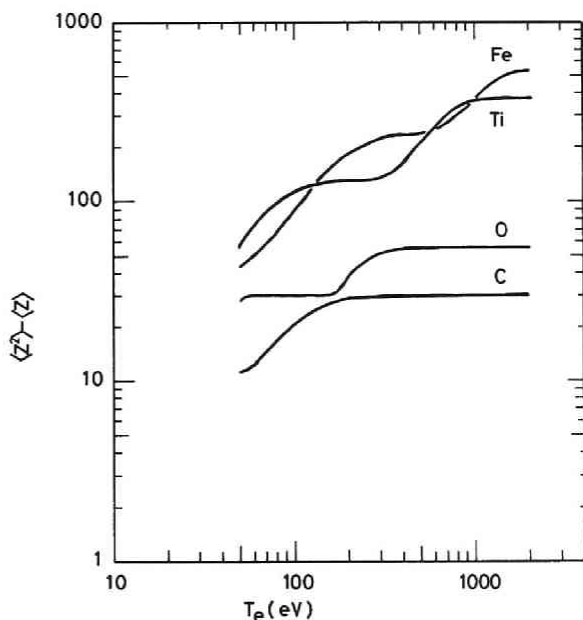


図4-18 $(\langle Z^2 \rangle - \langle Z \rangle)$ と T_e の関係

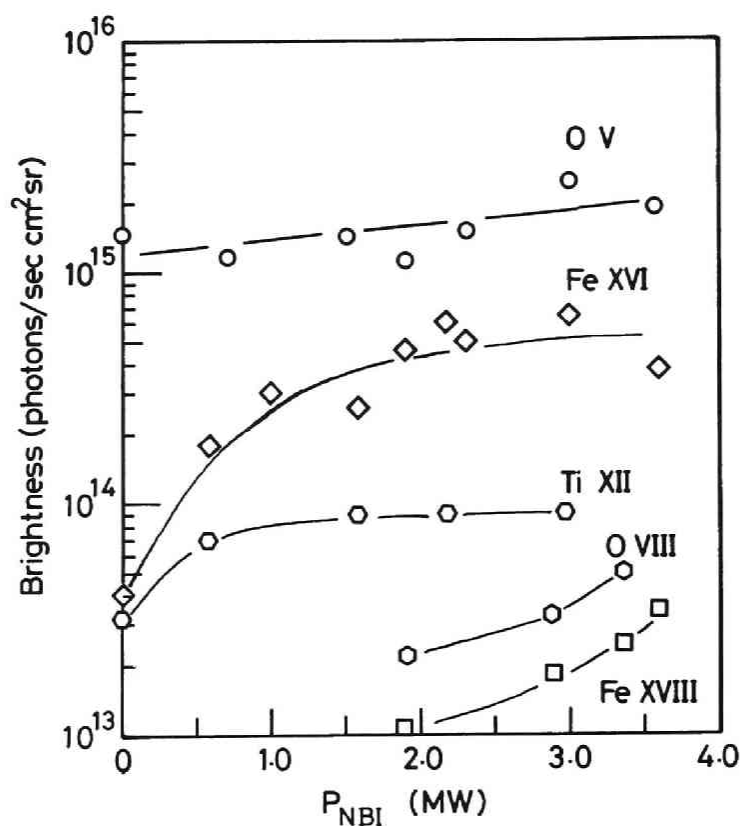


図 4-19 Brightness の NBI 出力に対する依存性

4-6 ま と め

真空紫外分光器を用いて、不純物イオンの同定を写真撮影で行ない、ヘリオトロンEプラズマ中の主な不純物が鉄、チタン、酸素、炭素であることを確認した。光電測光を行う際、シンクロトロン放射光で絶対感度較正された他の真空紫外分光器を用いて絶対感度較正を行った。これを用いて鉄、チタン、酸素の不純物イオンの線輻射強度 (Brightness) を測定し、不純物イオン密度及び Z_{eff} を評価した。

第四章 参 考 文 献

- 1) G.M.McCracken, P.E.Post, Nucl. Fusion 19 (1979) 889
- 2) S.Bashkin, J.O.Stoner, Jr. Atomic Energy Level & Grotian Diagrams
 1. H - P (1975)
 2. S - Ti (1978)
 3. V - Cr (1981)
 4. Mn (1982)(North-Holland Pub. Co, Amsterdam)
- 3) K.Mori, M.Otsuka, T.Kato, Atomic Data and Nuclear Data Tables 23 (1979) 195
- 4) C.Breton, C.DeMichelis, M.Mattioli, EUR-CEA-FC 1060 (1980)
- 5) TFR G, Nucl. Fusion 15 (1975) 1053
- 6) S.Suckewer, Physica Scripta 23 (1981) 72
- 7) R.C.Isler, Nucl. Fusion 24 (1984) 1599
- 8) J.A.R.Samson, Techniques of Vacuum Ultraviolet Spectroscopy (John Wiley & Sons. Inc. New York, 1967)
- 9) R.L.Kelly, L.J.Palumbo, NRL-7599 (1973), ORNL-5922 (1982)
- 10) W.L.Wiese, M.W.Smith, B.M.Glennon, Atomic Transition Probabilities Hydrogen through Neon, NSRDS-National Bureau of Standards (US. Government Printing Office, Washington D.C. 1966)
- 11) W.L.Wiese, M.W.Smith, B.M.Miles, Atomic Transition Probabilities Sodium through Calcium, NSRDS-National Bureau of Standards (U.S.Government Printing Office, Washington D.C. 1969)
- 12) J.R.Fuhr, G.A.Martin, W.L.Wiese, S.M.Younger, J.Phys. Chem. Ref. Data 10 (1981) 305
- 13) C.Breton, C.DeMichelis, M.Finkenthal, M.Mattioli, EUR-CEA-FC-1039 (1980)
- 14) 佐野和夫, 杉江達夫, 船橋昭昌, JAERI-M 9510 (1981)
- 15) R.C.Isler, R.V.Neidigh, R.D.Cowan, Phys. Letters A 63A (1977) 295
- 16) E.Hinnou, F.W.Hofman, J.Opt. Soc. Am 53 (1963) 1259

- 17) W.L.Wiese, Proc. on Atomic Processes in High Temperature Plasmas, Knoxville
1977
- 18) C.Kunz, Synchrotron Radiation (Springer Verlag, Berlin, 1979)
- 19) W.L.Hodge, Jr, J.Castracane, H.W.Moos, Nucl. Instru. and Meth. 172 (1980)
97
- 20) D.E.Post, R.V.Jensen, C.B.Tarter, V.H.Grasberger, W.A.Lokke Atomic Data
and Nucl. Data Tables 20 (1977) 397
- 21) S.Chandrasekhar, An Introduction to the Study of Stellar Structure (Univ.
Chicago. Press. 1939)

第五章 不純物注入による輸送過程の解析

5-1 はじめに

高温プラズマに含まれる不純物は、輻射を通してプラズマからエネルギーを放出する。従ってプラズマ中に混入した不純物がどのような法則に従って輸送されるかを明らかにすることは、プラズマ中の不純物量を軽減する制御の観点からも極めて重要な課題である。

すでに今日までに多くの閉じ込め装置において不純物の輸送について調べられている。その一方法は、TFR装置による初期の実験で試みられたようにプラズマ中に存在する酸素、モリブデンの真空紫外域での輻射の空間分布から拡散係数を求めるものである⁽¹⁾。

他方、Al, Si, Fe等の元素をガラス板上に数 μm の厚みで蒸着し、その裏側からルビーレーザー光を照射して瞬間的に蒸発させて、プラズマ中に注入し、次々に電離し拡散する様子を種々の分光計測を用いて各イオンの空間分布、時間変化を調べるレーザーブローオフ法が考えられた⁽²⁾。

E. S. Marmorらは、1975年にこの方法を用いてATC装置にAlを注入し、Al XI (I.P. = 442 eV)までの各イオンの線強度の時間変化と空間分布を測定し、その結果を新古典論で与えられるアルミニウムイオン(j)の拡散束 Γ_j

$$\Gamma_j = \sum_b \frac{\rho_b^2 Z_b \nu_{bj}}{Z_j T_b} (1 + \alpha q^2) \left(T_b \frac{\partial n_b}{\partial r} - \frac{n_b}{n_j} \frac{Z_b}{Z_j} T_j \frac{\partial n_j}{\partial r} \right)$$

ρ_b ; 背景イオンのジャイロ半径

ν_{bj} ; 背景イオンの衝突周波数

を次の拡散方程式,

$$\frac{\partial n_j}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \Gamma_j) + S_j$$

(S_j は、電離、再結合による源項)

に代入し、各電離イオン密度の時間、空間分布を求め実験値と良い一致をみたことから、注入されたアルミニウムイオンの輸送は、新古典的であると結論した。⁽³⁾

他方1977年TFR装置⁽⁴⁾では、プラズマ中に酸素ガスを注入してモリブデンイオンを調べた場合、新古典論による拡散束のみでは、実験データを説明することができず不純物イ

オンの異常拡散の概念が生まれた。

その後 E. S. Marmor⁽⁵⁾らは、Alcator A 装置に Si を注入し、Si IV (458 Å), Si XI (303 Å), Si XII (499 Å), Si XIII (6.65 Å), Si XIV (6.18 Å) を観測することによって新古典論では説明できない異常拡散現象を見いだした。更に水素様イオン Si XIV の減衰時間がプラズマイオン (H, D, ³He, ⁴He) の質量に比例するという事実も見いだされた。この依存性は、その後の Alcator C⁽⁶⁾, TFR 装置⁽⁷⁾でも同様に観測されている。

Alcator C 装置では、Si の閉じ込め時間 τ_I が、次に示すような比例則に従うことを実験的に導いた。

$$\tau_I(\text{msec}) = 0.075 a_L m_{bg} q_L^{-1} R^{0.75} \frac{Z_{eff}}{Z_{bg}}$$

a_L ; リミッター半径 (cm)

m_{bg} ; プラズマイオンの質量 (原子単位)

q_L ; リミッターでの q 値

R ; 主半径

Z_{bg} ; プラズマイオンの荷電数

Z_{eff} ; 実効荷電数

他方、ISX-B 装置⁽⁸⁾では、重水素放電の場合、水素放電に比べて不純物が中心部へ集積する現象が見いだされている。更にこの重水素プラズマ中にプラズマ電流と同じ向きに中性粒子ビームを入射した時は、逆向きに入射した時に比べて不純物の中心部への集積が抑制されるとして中性粒子ビーム入射による不純物制御の可能性を示唆した。⁽⁹⁾

こうした状況において異常拡散がプラズマ電流によるか否かを調べるためにも無電流プラズマを ECRH によって容易に生成できるヘリオトロン E 装置で不純物輸送を明らかにすることは重要である。

第2節では、レーザーブローオフ法について、第3、4節で実験結果を、第5節でまとめを述べる。

5-2 レーザーブローオフ法⁽²⁾

不純物原子をプラズマ中に注入するには、その原子をガラス面上に数 μm の厚さで蒸着し、プラズマ容器内に設置する。そしてその裏面よりルビーレーザー光を照射して瞬間的に蒸発させプラズマ中へ入れる。

この方法の特徴は、(1)注入したい原子の種類を、Mg, Al, Si, Sc, Ti, V, Cr, Mn, Fe, Ni, ……等と広範に選ぶことが可能である。(2)注入量は、蒸着層の厚みを変えたり、レーザーのスポットサイズ、出力を変えることによって、 $10^{16} \sim 10^{18}$ atoms/shot まで調節できる。(3)パルス幅 50 nsec のルビーレーザーによる瞬間的な蒸発であるので極く短時間の注入と考えられる。(4)ガスパフによる気体原子と異なってリサイクリングは殆んど考慮しなくてよい。このような特徴を有しているのでプラズマ中に元来存在しない原子をトレーサーとして注入し、次々と電離、拡散していく各イオンを主として分光計測法（可視、真空紫外、X線分光）でその時間変化、空間分布を高い S/N 比で調べることができる。従ってこの測定から輸送係数の評価が可能となる。

図5-1に、ヘリオトロンE装置で行われたレーザーブローオフ実験の概念図を示す。注入する原子は、5 cm 角のガラス板に1～5 μm の厚みで蒸着され、マニピレーターで真空中に支持されている。ルビーレーザーは出力エネルギー1 J、パルス幅50 nsecで、単レンズで試料面に集光されている。プラズマ中に入ったこの不純物は、可視分光器(P-250, SPEX 1269)によって低電離イオン、真空紫外分光器(McPherson 247 V)によって中～高電離イオン、PET結晶分光器、軟X線検出器群によって主としてHe様イオンを観測する。

注入する原子としては、主としてSiが選ばれた。図5-2に示したように、Si XIIの電離エネルギーは、523.5 eVで、Si XIIIは2437.7 eVであるので、ヘリオトロンEプラズマでは、Siの最高電離状態はHe様イオンである。

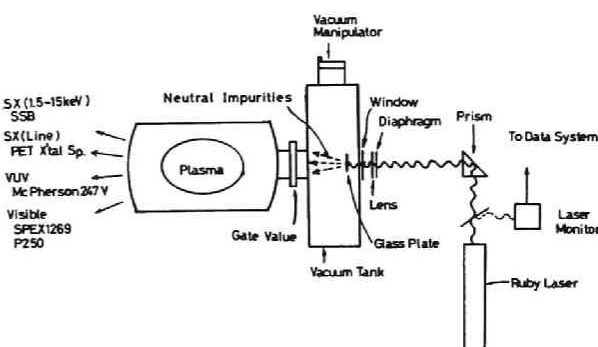


図5-1 レーザーブローオフ法の概念図

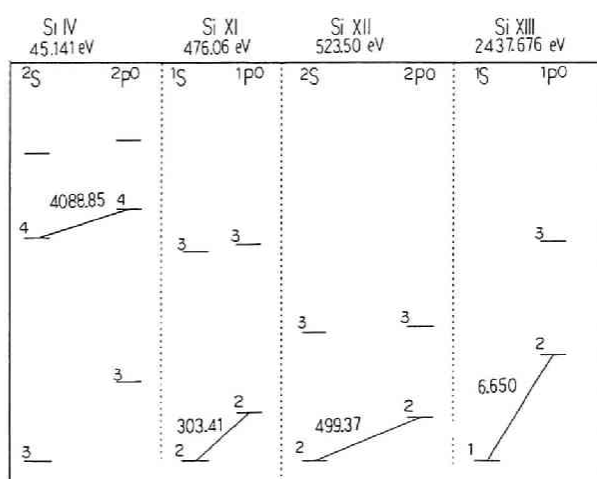


図5-2 可視、真空紫外、結晶分光器で測定した線スペクトル

同時に図5-2には、観測した線スペクトルの遷移が示されている。

Siの注入量は、測定対象とするプラズマの電子温度、密度等の主要パラメータが変化しない程度に注入し、注入されたSiの様子は、Siを注入した放電と注入しない放電を行いその差をもって確めた。

実験的に輸送係数を求めるには、注入された不純物の拡散束 Γ_z を拡散係数 D 、内向き対流速度 V_0 を用いて、

$$\Gamma_z = D \frac{\partial n_z}{\partial r} + V_0 \frac{r}{a} n_z$$

と表わし、

$$\frac{\partial n_z}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \Gamma_z + n_e n_{z-1} S_{z-1} - n_e n_z S_z + n_e n_{z+1} \alpha_{z+1} - n_e n_z \alpha_z$$

S_z ; 電離係数

α_z ; 再結合係数

で、実験データをシミュレートして最もよく合う D , V を選んで、その時の輸送係数とした。

5-3 ECHプラズマへのSi注入

ヘリオトロネ装置での特徴的な無電流プラズマ中へのSi注入について述べる。

発振周波数 53.2 GHz, 出力 350 kW のジャイロトロンで生成された中心電子温度 1 keV, イオン温度 200 eV, 平均電子密度 $8 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ の水素プラズマ中にSiを注入し、その時観測された可視光 Si IV (4089 Å), 真空紫外光 Si XI (303 Å) の時間変化を図5-3に示す。可視光はポート # 13.5 及び 31.5 の2か所で測定しており、両者が同様の時間変化を示すことから Si^{+3} 以上の電離状態のイオンで

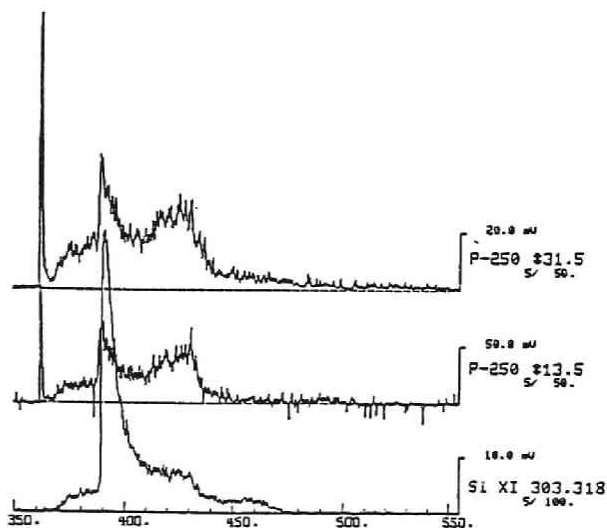


図5-3 Si IVとSi XIの強度の時間変化

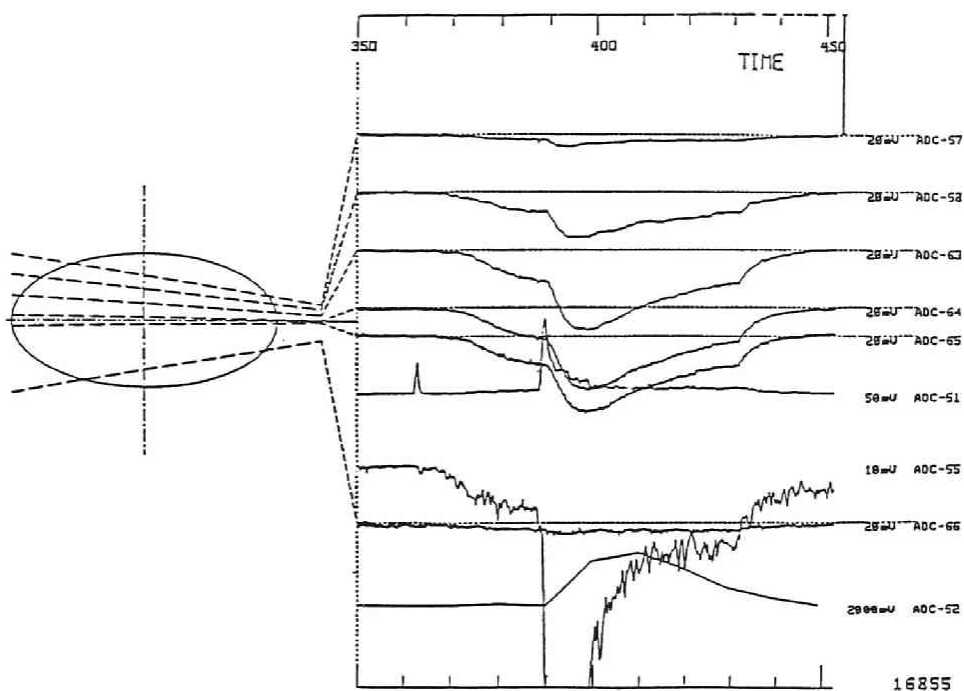


図5-4 シリコンを入射した時の Soft X-ray の時間変化

は、トロイダル方向で一様と考えることができる。図5-4には、同時に測定された軟X線の時間変化を示す。

注入されたSiの振舞をより詳しくみるために、各測定値からSiを注入しない時の放電で観測される信号強度を差し引いたSi IV, Si XI, Si XII, Si XIII, 及び中心コードをみている軟X線強度の時間変化を図5-5に示す。

この図からは、時刻 $t = 388$ msec にルビーレーザーを発振させ、Siを蒸発させると、すぐにSi IVの光強度の急激な増加がみられ、Siがプラズマ中に注入されたことが認められる。

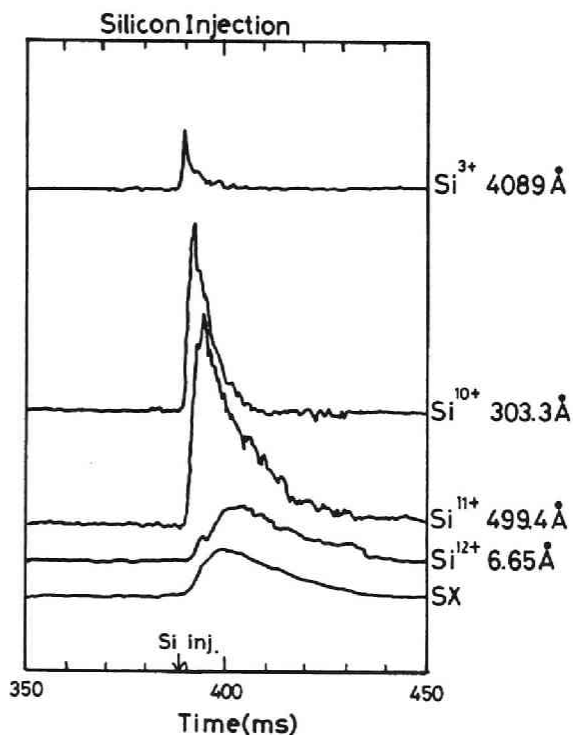


図5-5 バックグラウンドを差し引いた Si の各 line の時間変化

Si IV の光強度は、そのピーク値に達すると 1.5 msec という早い減衰時間で減少し、次に Si XI の光強度が約 2 msec の遅れ時間でそのピーク値に達する。以下 Si XI の減少とともに、Si IV のピーク値より 5 msec 遅れて Si XII がピーク値に達し、Si XIII が 15 msec 後にピーク値に達する。ピーク値に達した後は、図 5-6 に示すように、Si XI が 5 msec, Si XII が 13 msec, Si XIII が 18 msec の減衰時間で減少し、注入後 50 msec 後には、すべての線強度は、注入以前の値に復帰する。

このことは、注入された Si が、次々と電子温度の高い領域へ拡散しながら高電離状態へ移っていくが、有限の時間の間にプラズマからすべて排出されプラズマ中に留っていないことを示している。

Si IV から XIII の光強度の減衰時間を決める過程は、(1) 次の電離状態への電離と、(2) 拡散の 2 つの過程が考えられる。

電離に関しては、特に低電離イオンでは、次の電離状態へ電離するのに要する時間は、1 msec 以下であるので、拡散過程の特徴的時間より短かく、低電離イオンでの減衰時間を決めている。Si XIII から Si XIV への電離は、図 5-2 で示したように電離エネルギーが、2,437 eV と高いことから、対象としたプラズマでは、殆んど考えなくてよい。従って Si XIII の減衰時間が、このプラズマ中の、Si の粒子閉じ込め時間に最も近い値を示すと考えられる。

これらの実験データを最もよく再現する拡散方程式の解は、拡散係数

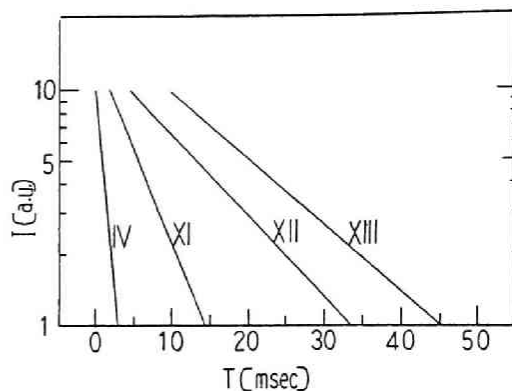


図 5-6 各 line の decay

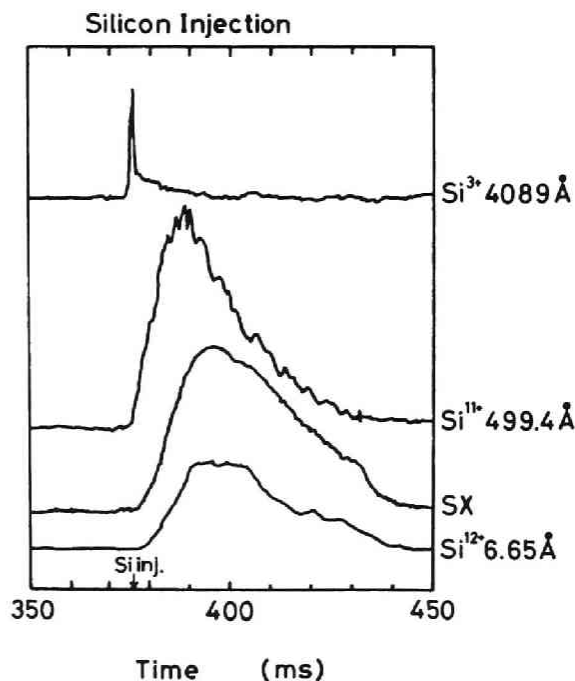


図 5-7 D_2 プラズマでの Si 注入

D を $4500 \text{ cm}^2/\text{sec}$ と選ぶのがよく、それより求められる粒子閉じ込め時間 τ は、 $\tau = a^2/(2.4)^2 D$ より、 15 msec が得られた。

同様に、重水素プラズマに Si を注入した例を図 5-7 に示す。

このプラズマの電子温度は、 750 eV 、密度は、 $8 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ である。Si IV は、水素プラズマの時と同様に早い減衰を示すが、Si XII, Si XIII は、水素プラズマの場合より長い減衰時間を示し、 $\tau = 23 \text{ msec}$ が与えられる。プラズマイオン質量に対する依存性を図 5-8 に示す。

次に Si と Ti を、同様のプラズマ中に注入した時の閉じ込め時間を図 5-9 に示す。これより注入された不純物の種類に依らないことがわかる。

5-4 注入された Si の拡散係数 D 及び内向速度 V

注入された Si が、種々のプラズマパラメータに対してどのような振舞を示すかを、平均電子密度 $0.4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ から $5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ 、中心電子温度 400 eV から 1100 eV までのプラズマに対して調べてみた。図 5-10 に測定対象とするプラズマの平均電子密度 \bar{n}_e と中心の電子温度 T_e を示した。この図中平均電子密度が $2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ より低い領域にある○印は ECH プラズマで、それより高い電子

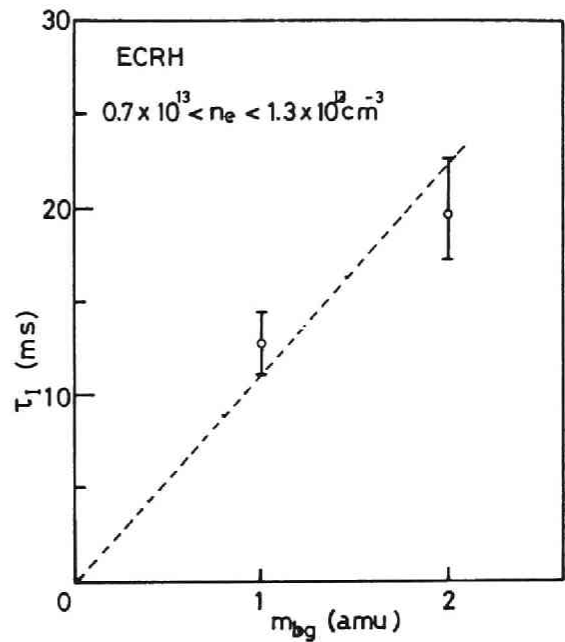


図 5-8 Si 閉じ込め時間の動作ガス質量に対する依存性

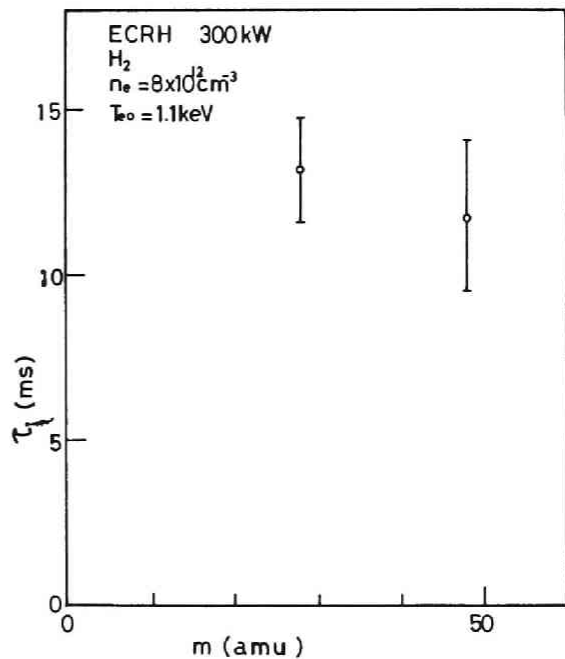


図 5-9 注入された Si と Ti の閉じ込め時間

密度領域の◇印は、NBI プラズマである。ECH プラズマは、電子温度と平均電子密度の両方が変化しているが、NBI プラズマでは、電子温度は概略 500 eV であり、平均電子密度のみが $2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ から $5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ まで変化している。従ってこの領域では、拡散係数 D 及び内向速度 V の電子密度依存性をみるのに適している。これらのプラズマで得られた拡散係数 D と内向速度 V の電子密度依存性を図 5-11 に示す。低電子密度の ECH

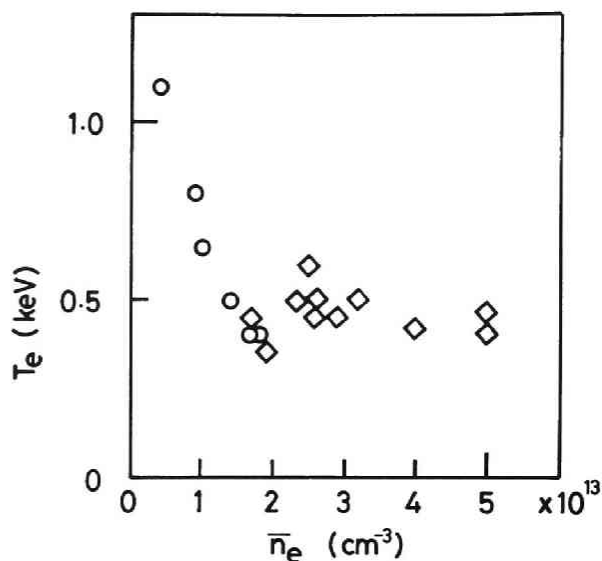


図 5-10 Si 注入実験の対象としたプラズマの電子密度と電子温度

プラズマでは、 $D \approx 3000 \text{ cm}^2/\text{sec}$, $V \approx 0 \text{ cm/sec}$ の値が得られ、電子密度が高くなるにつれ D の値は小さく、 V は大きくなる。NBI プラズマでは、 $D \approx 1000 \text{ cm}^2/\text{sec}$, $V \approx 300 \text{ cm/sec}$ の値を示し、平均電子密度が変化しても、 D , V の値は大きく変わらない。

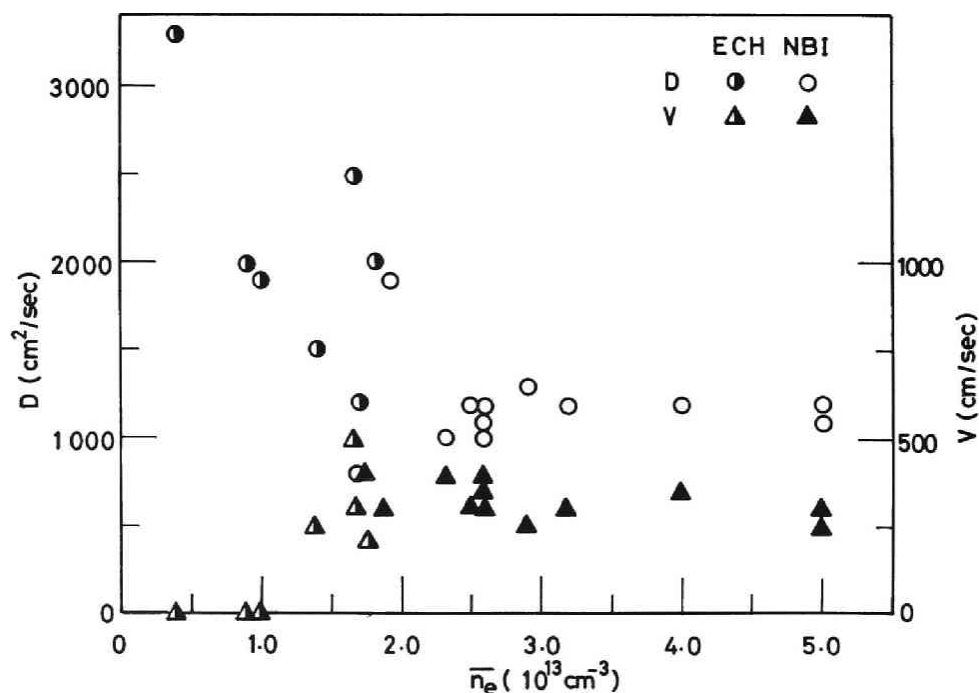


図 5-11 拡散係数 D と内向速度 (V) の密度依存性

次に得られた拡散係数 D 及び
内向速度 V より注入されたSiの閉
じ込め時間 τ_{imp} を評価する。 τ_{imp}
は、内向速度 $V=0$ の場合、ベッセル
関数の0点より、 $\tau_{\text{imp}}=a^2/$
($2.4^2 D$)、(a : プラズマ半径)で
与えられるが、 V が有限の場合、
拡散方程式は、合流型超幾何方
程式となりその最小0点から求
まる固有値の近似解より、

$$\tau_{\text{imp}} \cong \frac{77+S^2}{56+S^2} \frac{e^s-s-1}{4s^2} \frac{a^2}{D}$$

与えられる。⁽¹⁰⁾ ここで、 $s=V_a/2D$ である。 $V \approx 0$ の場合、即ち $S \approx 0$ で、

$$e^s \approx 1 + \frac{s}{1!} + \frac{s^2}{2!} + \dots$$

となり、 $\tau_{\text{imp}} \approx a^2/(2.4^2 D)$ になる。このようにして得られた τ_{imp} の平均電子密度依存性を図5-12に示す。この図からは、低密度領域 ($n_e < 2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) では、 $\tau_{\text{imp}} \approx 20 \sim 100$ msec、高密度領域では、 $\tau_{\text{imp}} \approx 150 \sim 200$ msec となっている。つまり ECH のみによってつくられた低密度高温プラズマでは、注入されたSiの閉じ込め時間は短かく NBI プラズマでは長い。平均電子密度に対する依存性は小さく、プラズマ生成法により大きく依存しているように考えられる。NBI プラズマ中でより長い閉じ込め時間を示す理由としては、高速イオンの損失によって生じる負電位による内向き拡散が考えられる。

5-5 ま と め

レーザーブローオフ法を用いてSiをプラズマ中に注入し、Si IV, XI, XII, XIII, SXの時間変化、及びSXの空間分布を測定することにより、不純物の拡散係数 D と内向速度 V を求めた。低電位密度のECHプラズマでは、 $D \approx 1000 \sim 4000 \text{ cm}^2/\text{sec}$ の拡散係数、 $V \approx 0 \sim 250 \text{ cm/sec}$ の内向速度で、又NBIプラズマは、 $D \approx 1000 \text{ cm}^2/\text{sec}$ 、 $V \approx 300 \text{ cm/sec}$ で説明された。又特にECHプラズマでは、水素及び重水素によるプラズマの違いを調べ、重水素プラズマの方が長い閉じ込め時間を示すことが見いだされた。又SiとTiの注入を行うことにより、注入される不純物の質量には、大きく依らないことも示された。

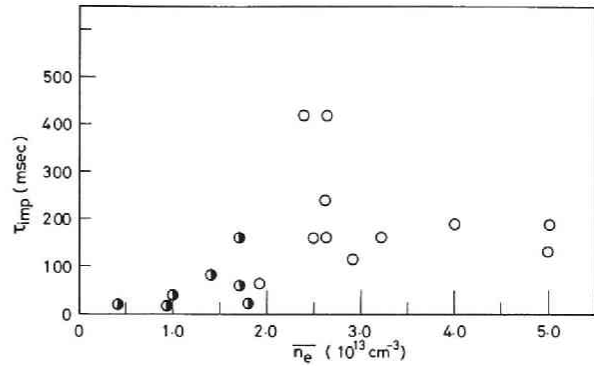


図5-12 Siの閉じ込め時間の平均密度依存性

D 及び V の平均電子密度に対する依存性は、2つの異なるプラズマ生成法(ECH, NBI)による変化を示している可能性が強く、NBIプラズマでは、高速イオンの損失が、内向径方向電場を生成し、不純物のプラズマ中心への集積を助長していると考えられる。従って電場計測と合わせてこのSi注入実験を今後続ければ、不純物の振舞をより深く理解することが可能となる。

第五章 参 考 文 献

- 1) TFRG. Phys. Rev. Lett. 36 (1976) 1306
- 2) E. S. Marmor, J. L. Cecchi, S. A. Cohen Rev. Sci. Instrum. 46 (1975) 1149
- 3) S. A. Cohen, J. L. Cecchi, E. S. Marmor Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 507
- 4) TFR. Nucl. Fusion 17 (1977) 1297
- 5) E. S. Marmor, J. E. Rice, S. L. Allen Phys. Rev. Lett. 45 (1980) 2025
- 6) E. S. Marmor, J. E. Rice, J. L. Terry, F. H. Seguin Nucl. Fusion 22 (1982) 1567
- 7) TFR. Phys. Lett. 87A (1982) 169
- 8) R. C. Isler, S. Kasai, L. E. Murray, M. Saltmarsh, M. Murakami Phys. Rev. Lett. 47 (1981) 333
- 9) R. C. Isler, L. E. Murray, S. Sakai, D. E. Arnuris, S. C. Bates, E. C. Crume, J. L. Dunlap, P. H. Edmonds, E. A. Lazarus, M. Murakami, V. K. Pare, M. J. Saltmarsh, D. W. Swain, C. E. Thomas Phys. Rev. Lett. 47 (1981) 649
- 10) F. H. Seguin, R. Petrasso, E. S. Marmor Phys. Rev. Lett. 51 (1983) 455

第六章 レーザー誘起蛍光法による中性鉄原子測定

6-1 はじめに

不純物の挙動を知る上で、プラズマ中の不純物の輸送過程の解明とともに重要な課題は、その発生機構を明らかにすることである。ヘリオトロンE装置は、磁気リミッター配位でプラズマの形状を決めており、金属リミッターを使用していないので通常のトカマク装置と異なって放電管壁とプラズマとの相互作用を調べることが重要である。放電管はYUS 170ステンレス製であるので最も含有量の多い鉄に注目し、放電管壁近傍の中性鉄原子密度の測定を試みた。放電管壁近傍は、電子密度が低いプラズマが存在するのみであるから電子衝突励起による発光スペクトルは弱く通常の分光測定が困難である。従って強力なレーザー光を用いて原子を励起しその蛍光を観測するレーザー誘起蛍光法^(1,2,3)を用いることにした。

第2節ではレーザー誘起蛍光法の概略を示し、第3節ではヘリオトロンE装置に適用するために開発した同軸光学系について述べる。第4節では、同軸光学系の絶対感度較正法とその結果を示し、第5節でヘリオトロンE装置での測定結果を示す。第6節で全体のまとめを行う。

6-2 レーザー誘起蛍光法の原理

レーザー誘起蛍光法による原子密度測定は、波長可変色素レーザーの波長を測定しようとする原子の共鳴線波長に合わせて測定領域に照射する。レーザー光を照射された原子は、吸収の遷移確率 B_{12} に従って基底準位1から準位2へ励起される。励起された原子は誘導放出の確率 B_{21} 、自然放出の確率 A_{21} (他の準位がある場合には $A_{2i} (i=3, 4, \dots)$) に従って光を放出する。この時、図6-1に示すような散乱光学系を構成しておけば、自然放出の確率 A_{21} によって決まる蛍光を測定することによって散乱体積中(V)に存在する原子密度を知ることが可能である。

このことを、図6-2に示した三準位系³⁾を例にして述べる。基底準位及び色素レーザーで励起される励起準位をそれぞれ1, 2とし、観測する蛍光は励起準位2から準位3への遷移によるものとする。 $n_i, g_i (i=1, 2, 3)$ を各準位における占有密度と統計重率とし、レーザーの単位周波数あたりのエネルギー密度を $u(\nu)$ とする。このとき励起準位2の占有密度 n_2 の時間変化は、

$$dn_2/dt = u(\nu)(B_{12}n_1 - B_{21}n_2) - A_2n_2 \quad (A_2 = A_{21} + A_{23})$$

となる。

表 6-1 レーザー誘起蛍光法による励起波長と測定波長

ここで、 $S \equiv u(\nu)(B_{12} + B_{21})/A_2$ で定義される飽和パラメータ S が 1 に比べて充分大きい場合、上のレート方程式の近似解は

$$n_2(t) = \frac{g_2}{g_1 + g_2} n \exp\left[-\frac{g_2}{g_1 + g_2} A_{23} t\right]$$

$$(n = n_1 + n_2 + n_3)$$

となり、測定される蛍光の光子数は、

$$\int A_{23} n_2(t) \frac{d\Omega}{4\pi} V dt = \frac{d\Omega}{4\pi} n V$$

で与えられ、レーザー出力に依存せず、これより散乱体積中の原子密度を知ることができる。

上で定義した S パラメータを周波数表示から波長表示に書きかえると、

$$S \equiv u(\nu)(B_{12} + B_{21})/A_2$$

$$= \phi(\lambda)/\phi_0(\lambda)$$

$$\phi_0(\lambda) = (g_1/(g_1 + g_2))(\delta\pi\hbar c^2/\lambda^5)((A_{21} + A_{23})/A_{21})$$

となり、 $\phi_0(\lambda)$ を飽和出力と呼ぶ。図 6-3 の鉄原子のエネルギー準位図で示した励起波長 $3020 \text{ \AA} (a^5D_4 - y^5D_4^o)$ での飽和出力は $\phi_0(3020 \text{ \AA}) = 1.14 \times 10^4 \text{ W/cm}^2 \cdot \text{\AA}$ となる。飽和出力は、単位面積、単位波長あたりの出力として定義されるので、使用するレーザーの発振波長幅が充分狭いこと、又散乱光学系を構成する時に、入射レーザービームを充分細く集光することが必要である。特に後者は、空間分解能を高くす

Species	$\lambda_{\text{pump}}(\text{nm})$	$\lambda_{\text{detect}}(\text{nm})$
Fe I	302.06 ($a^5D_4 - y^5D_4^o$)	382.04 ($y^5D_4^o - a^5F_5$)
Fe II	259.94 ($a^6D - 2^6D^o$)	327.74 ($z^6D^o - a^4D$)
Ti I	294.20 ($a^3F_2 - v^3F_2^o$)	445.33 ($v^3F_2^o - b^3F_2$)
Ti II	314.80 ($a^4F_{3/2} - 2^2D^o$)	368.52 ($z^2D^o - a^2F$)
Al I	308.22 ($^3P_{1/2}^o - ^3D_{3/2}$)	308.22 ($^3P_{1/2}^o - ^3D_{3/2}$)
Mo I	300.22 ($a^7S_3 - y^5F_2^o$)	457.65 ($y^5F_2^o - a^5D_2$)

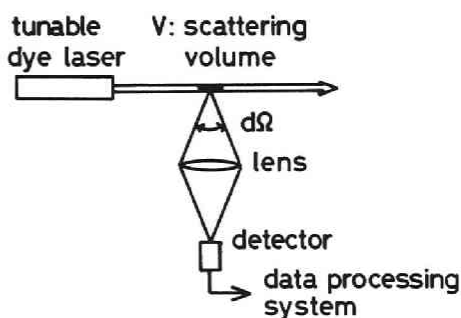


図 6-1 レーザー誘起蛍光法

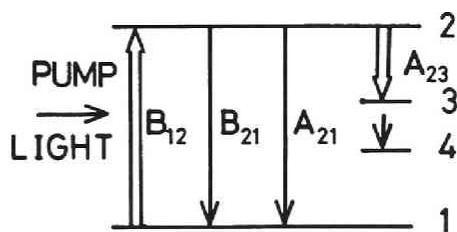


図 6-2 レーザー誘起蛍光法の準位図

る上からも重要なことである。図6-4に励起波長に対する飽和出力を示す。飽和出力は励起波長 λ の5乗に逆比例し短波長になるに従って急速に増大する。現在の色素レーザーの発振出力は短波長域で急速に減少するので、HI(1215 Å), CI(1560 Å), NI(1134 Å), OI(1355 Å)の測定で $S > 1$ の実現は極めて困難である。従って表6-1に示した鉄^(4,5)、チタン⁽⁶⁾、アルミニウム⁽⁷⁾、モリブデン⁽⁸⁾等の中性原子あるいは1価電離イオンが測定対象となっている。

6-3 ヘリオトロンE用レーザー誘起蛍光測定系

ヘリオトロンE装置において鉄原子測定を目的としてレーザー誘起蛍光法を適用する際直面した最大の困難は、レーザービーム入射と蛍光集光光学系を通常の90°散乱にする適切なポートの組み合わせが得られないことである。

このため大口径のポート1つを用いてレーザービーム入射と蛍光集光の両方を行う同軸光学系⁽⁹⁾を採用した。この同軸光学系は通常の90°散乱系に対して次の三点の問題点を克服しなければならない。(1)微弱な蛍光と強力なレーザー光が同一の光軸を有することによるレーザー光からの迷光を除去すること。(2)視線方向の空間分解能を規定する方法を工夫すること。(3)ポート窓ガラスをレーザー光が通過する際生じるガラス窓からの蛍光を除去すること。(1)に対しては、三準位系を用いて入射レーザー光の波長3020 Åと蛍光波長3820 Åを800 Å離し、集光レンズはBK7を用いて3020 Åの光の透過率を小

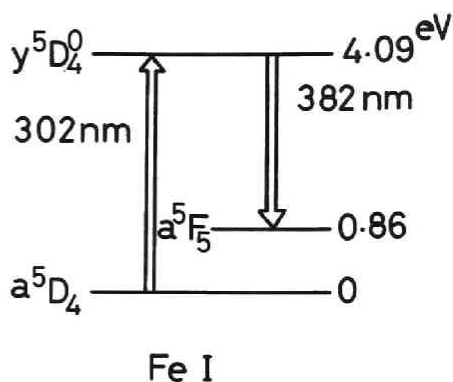


図6-3 中性鉄原子のグロトリアン図

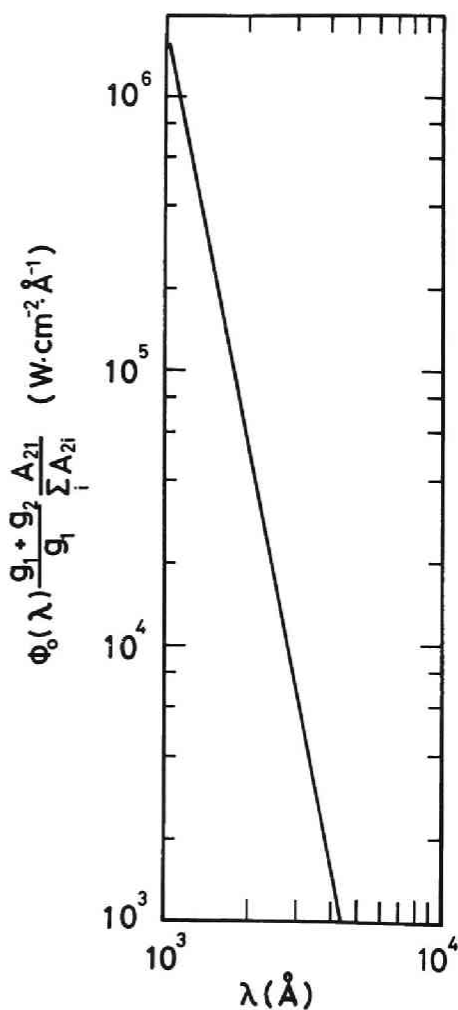


図6-4 波長に対する飽和レーザー出力

さくした。

(2)の視線方向の空間分解能の規定には、集光レンズの後に、レンズ中央部を通る光をさえぎる光路ストップ板を置き、かつ結像点にアパーチャを置いて、レーザービーム上の限られた部分から発した光のみが検出器に入るようにした。(3)のポート窓ガラスによる蛍光は、ポート位置でのレーザービーム径を約1 cm ϕ に広げ、単位面積あたりの出力を小さくするとともに(2)の光路ストップ板、及びアパーチャの組み合わせによりポート附近から出る光が検出器に入らないようにした。これら三点を考慮して図6-5に示す測定系を構成⁽¹⁰⁾した。

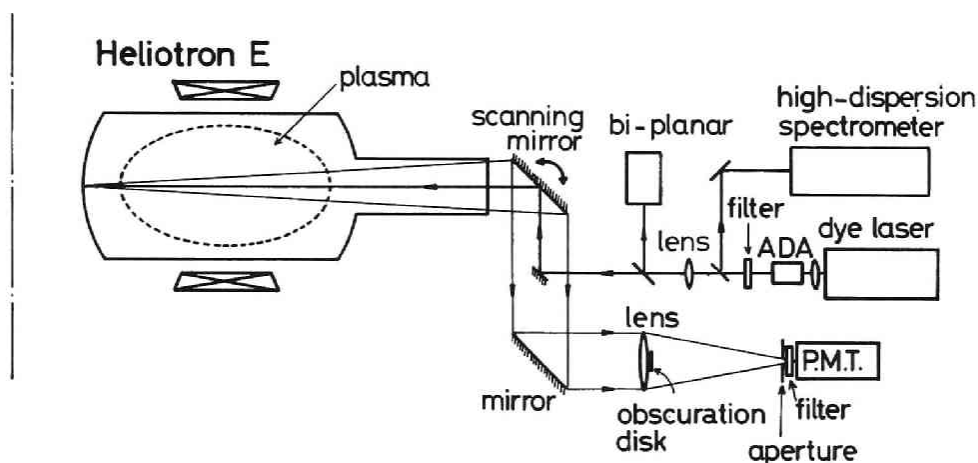


図6-5 同軸レーザー誘起蛍光測定系

色素レーザーは、色素(ローダミン6 G)をフラッシュランプで励起しレーザー発振をさせる型式(Phase R DL2100C)のものをを用いた。発振波長の設定は、グレーティング(1200/mm)を用い、共振器中にエタロン板を入れ、発振波長幅の狭帯域化をはかり、0.05 Åを得ている。鉄原子励起に必要な波長 3020 Åの光は、色素レーザーからは直接得られないので、レーザー光を 6040 Åで発振させ、Ammonium Dihydrogen Arsenate の結晶中に集光しその第2高調波として取り出している。基本波はフィルターで遮断している。レーザーの発振パルス幅は 300 nsec、第2高調波での出力は 150 W 以上あり飽和領域に達している。

レーザービームは、レンズ、鏡等で入射ポート直前の位置で蛍光集光光学系の光軸と一致させ、入射ポートを通してヘリオトロンE放電管の中に導かれ、向側の壁近傍の測定領域で 3mm ϕ に集光されている。蛍光集光光学系は、壁に沿って縦方向の空間分布が測定できるように準備された角度可変な鏡と、有効径 200mm ϕ 、焦点距離 900 mm の集光レンズからなっている。集光レンズの後には 100mm ϕ の光路ストップ板が置いてあるので集光レンズの有

効面は中心部を除いた半径 50 mm から 100 mm のリング状となっている。又集光レンズの結像面には 5 mm ϕ のアパーチャがあり、その後には中心透過波長 3820 Å, 透過波長域 20 Å の干渉フィルターが置かれ、プラズマ光の軽減をはかっている。検出器は 10 μ sec の高圧ゲートつきの光電子増幅管 (HTV R 1332) を使用している。

レーザーの発振波長幅が狭いので波長設定に通常の分光器が使用できない。従ってあらたにエッセル型回析格子 ($d = 1/79$ mm) をリトロ配置し、かつスペクトル像を凹レンズで拡大する高逆線分散の分光写真器を製作した。⁽¹¹⁾ その構造を図 6-6 に示す。

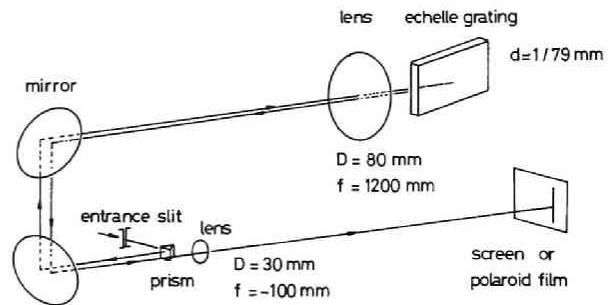


図 6-6 レーザー波長較正用高分散分光器

波長の標準として Ne 5881.9 Å, 6382.9 Å を選びそれぞれ 39 次, 36 次で観測し、レーザー波長 6040 Å は、38 次で観測した。Ne による波長較正の結果、逆線分散は、0.156 Å/mm であった。

6-4 同軸光学系の絶対感度較正⁽¹²⁾

測定された蛍光強度から原子密度を評価するには、全光学系の絶対感度較正をする必要がある。最も信頼性の高い較正法は、鉄原子を発生させ、その蛍光強度と鉄原子密度との関係を調べておく方法である。鉄原子蒸気は、クヌーセンセル中に鉄試料を入れ、加熱することによって容易に得られる。又その密度は、温度を測定することによってわかる。実際に製作されたクヌーセンセルは、アルミナ製で、そのまわりにタングステンヒーターを巻き、1400°K~1900°K に加熱することにより、 $10^{10} \sim 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ の鉄蒸気をクヌーセンセル中に生成することができる。図 6-7 にクヌーセンセルの温度と鉄原子密度の関係を示す。

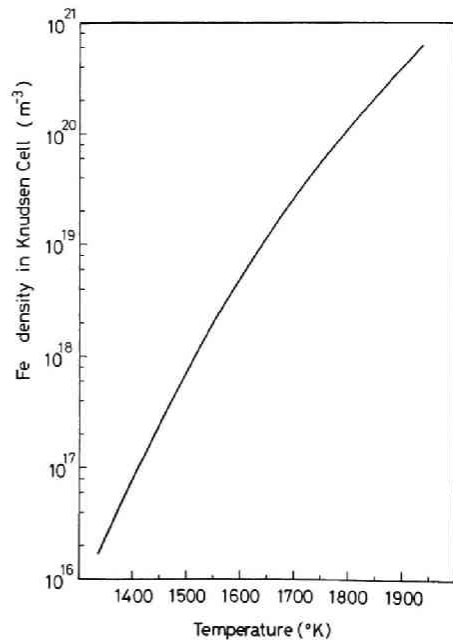


図 6-7 クヌーセンセル温度と鉄原子密度

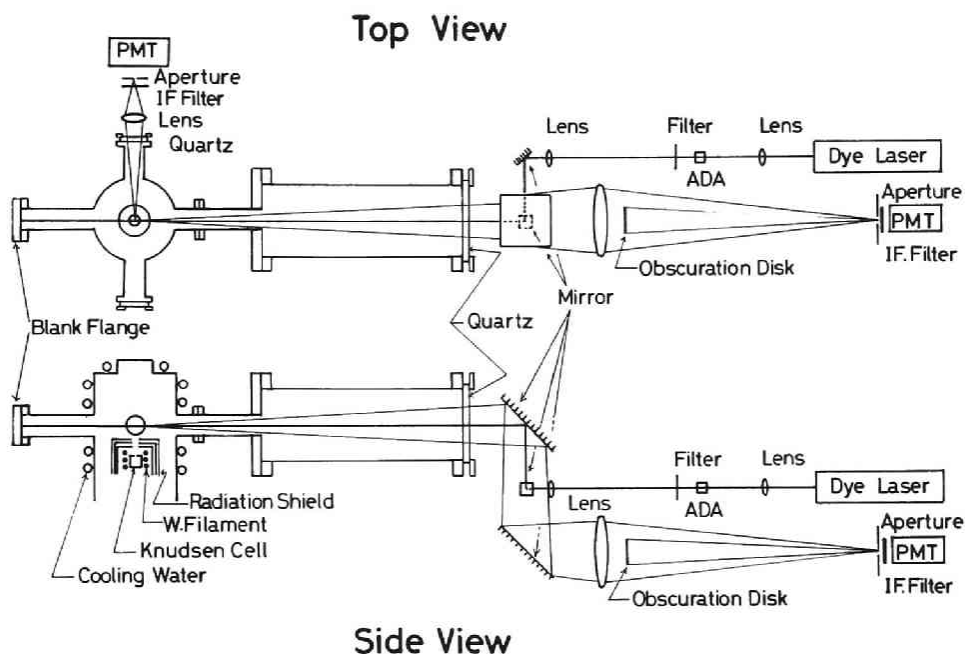


図 6-8 クヌーセンセルによる同軸光学系の較正

同軸光学系の絶対感度較正は、図 6-8 に示すようにヘリオトロン E 装置と同一サイズの入射ポートを備えた真空容器をつくり、測定位置にクヌーセンセルを配置して、その鉄原子からの蛍光を測定した。レーザービームはクヌーセンセルの上方 47 mm の所で 15 mm の長さで鉄蒸気と交叉している。又この時同軸光学系の測定と同時に 90°方向からみた蛍光強度の測定も行った。

図 6-9 は、クヌーセンセルの温度を一定に保ち鉄原子密度を変えないで、レーザー出力のみをフィルターを用いて変化させ蛍光強度を測定した結果を示す。レーザー出力が 100 W を越えるあたりから蛍光強度はレーザー出力に依存

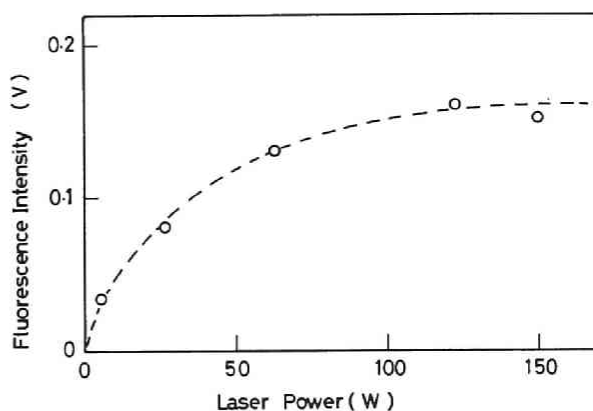


図 6-9 飽和特性

せず飽和をし始める。S パラメータを評価してみると 70 W 附近で $S \approx 1$ となっている。以後の測定データは全てこの飽和領域で測定したものである。

図6-10は同軸光学系の空間分解能を確めた結果である。測定系を光軸に沿ってクヌーセンセルに対して前後に動かし、同軸光学系(a)、 90° 散乱系(b)の蛍光強度をみたものである。同軸光学系では集光レンズからクヌーセンセルまでの距離 L が1830 mmを中心にして前後75 mmで蛍光強度が1/2に減少し更に離れると殆んどみられなくなる。一方 90° 散乱系では、レーザービーム径が殆んど変化しないので、ほぼ様な蛍光強度が得られている。このように同軸光学系では集光レンズの後の光路ストップ板とアパーチャの組み合わせによって視線方向の空間分解ができることが示された。又この時得られた空間分解能は、図6-11に示すように計算値と良く一致する。

同軸光学系全体の絶対感度校正は、クヌーセンセルの温度を1400~1900°Kまで変化させて鉄原子密度を変え蛍光強度を測定して行った。図6-12はその時測定された同軸光学系 S_{co} と 90° 散乱系 S_{90} の蛍光強度の鉄原子密度に対する依存性を示している。各々の蛍光強度は鉄原子密度に比例して変化していることがわかる。この結果から同軸光学系の絶対感度は、 1.5×10^6 Fe atoms/mV の値が得られる。但しこの時の散乱体積として 0.1 cm^3 を用いている。

6-5 ヘリオトロンE装置での中性鉄原子の測定⁽¹³⁾

6-5-1 蛍光強度の時間変化

ヘリオトロンE装置のポート # 5.5 にこのレーザー誘起蛍光測定装置をとりつけて中性鉄原

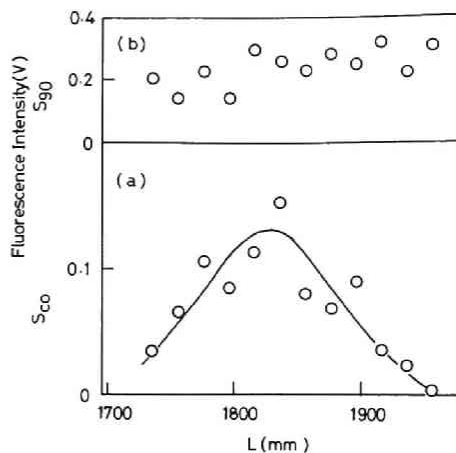


図6-10 同軸光学系の空間分解能

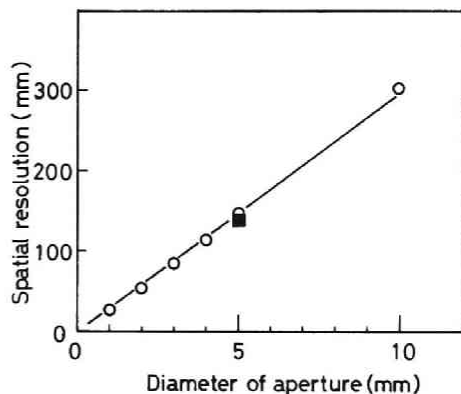


図6-11 空間分解能の計算値(0)と実測値

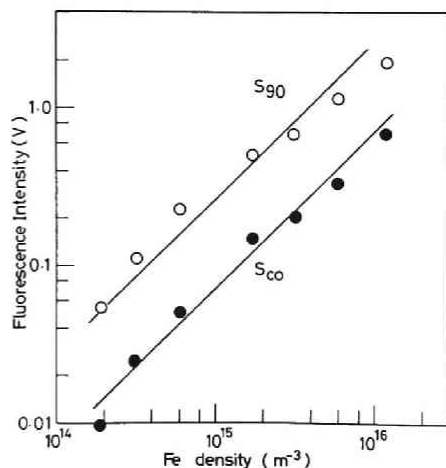


図6-12 クヌーセンセルによる校正結果

子密度を測定した結果を記す。

測定の対象は、磁場強度 1.9 T, 53.2 GHz EC H パルスでつくられ、3.6 MW の中性粒子ビームで加熱されたプラズマである。平均電子密度は $2.5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ 、電子温度 700 eV、イオン温度は 1000 eV である。これらのプラズマパラメータの時間変化を図 6-13 に示す。このプラズマに対して、測定用ポートの向い側の壁の中央部で測定された蛍光強度の時間変化を図 6-14 に示す。ECH パルスのみが印加されている時は、鉄原子による蛍光は、観測されなかった。中性粒子ビームの入射による加熱が始まると、15~20 mV の蛍光信号が観測された。この強度は、中性粒子ビーム入射中はほぼ一定の値を示している。前節で示した系の絶対感度校正の結果を用いると、散乱体積中に $\sim 3 \times 10^7$ 個の鉄原子が存在することがわかる。平均の鉄原子密度を求めるには、散乱体積の評価が必要であるが、この場合光

路ストップ板とアパーチャで決る幾何学的空間分解能が壁と最外殻磁気面間の距離と同程度なので充分な注意が必要である。この領域にも $1 \sim 5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ 、10 eV 程度の低密度、低温度のプラズマが存在することがプローブ測定で確かめられているので、実効的な散乱体積は、壁から出た鉄原子の特徴的な電離長で決ると考えられる。上のプラズマパラメータでは、この長さは約 5 cm と評価されるので、平均的な鉄原子密度としては、 10^8 cm^{-3} が与えられる。

同時に測定された荷電交換中性粒子束を図 6-15 に示す。その時間変化は、蛍光強度と同

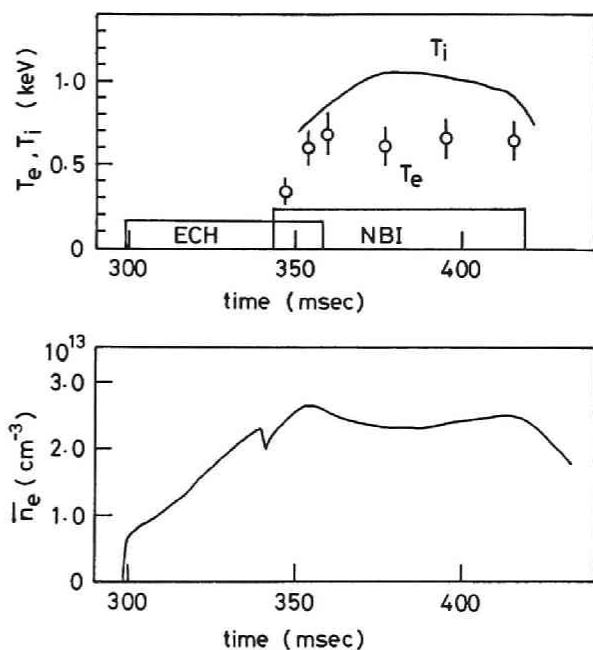


図 6-13 イオン温度、電子温度、電子密度の時間変化

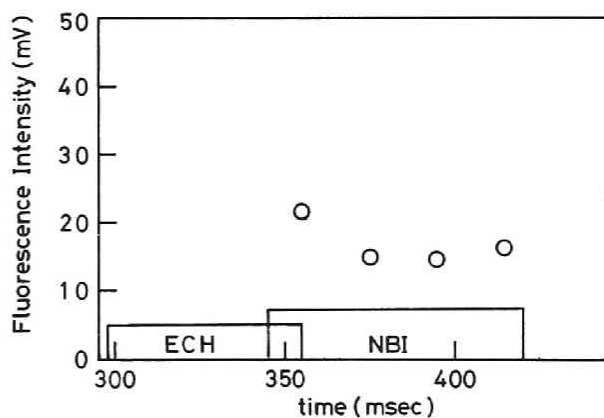


図 6-14 鉄原子による蛍光強度の時間変化

様に ECH のみ印加される時は, 10^{11} ~ $10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \text{ keV}^{-1}$ で, 中性粒子ビームが入射されると急激に 10^{14} ~ $10^{15} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \text{ keV}^{-1}$ まで増加し, ほぼ一定の値となる。

この荷電交換中性粒子束によってスパッターされる鉄原子密度を評価してみる。H⁰ 及び D⁰ のスパッタリング率を 1.1×10^{-2} , 3×10^{-2} として各々の粒子束に掛け, 更にスパッタリングの実験⁽¹⁴⁾ で求められた平均速度 $2 \times 10^5 \text{ cm/sec}$ を採用すれば, 密度として, $1.3 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ が得られる。

次にこのプラズマの中に含まれる多価電離した鉄イオン, Fe IX, Fe XV, Fe XVI の輻射強度の時間変化を図 6-16 に示す。これら線輻射の時間変化は, 蛍光強度, 荷電交換中性粒子束の時間変化と同様に ECH パルスのみ印加されている時には低い値にあって, 中性粒子ビーム入射中には高い値となっている。

6-5-2 蛍光強度の空間分布

前節と同じプラズマを測定対象として放電管壁に沿って縦方向の蛍光分布を測定した。測定位置は集光光学系の最初の鏡を傾けることにより下方 15 cm より上方 15 cm まで変えた。図 6-17 に測定結果を示す。蛍光強度は, 測定された範囲内で大きな変化は認められなかった。このことは鉄原子の発生場所が局在していないことを示す。

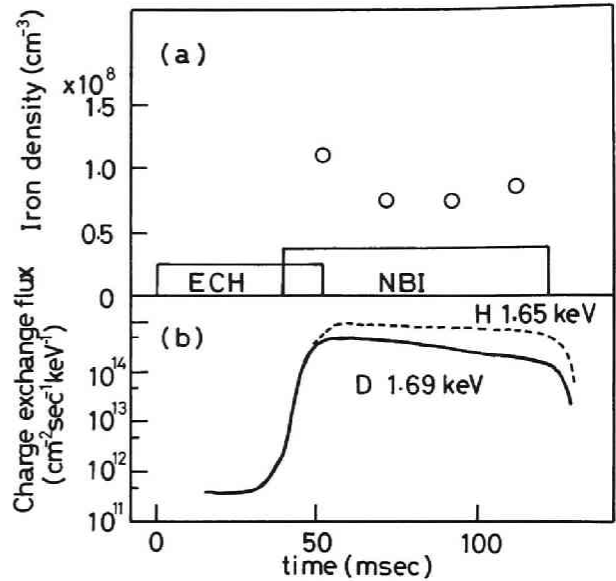


図 6-15 鉄原子密度と荷電交換中性粒子束

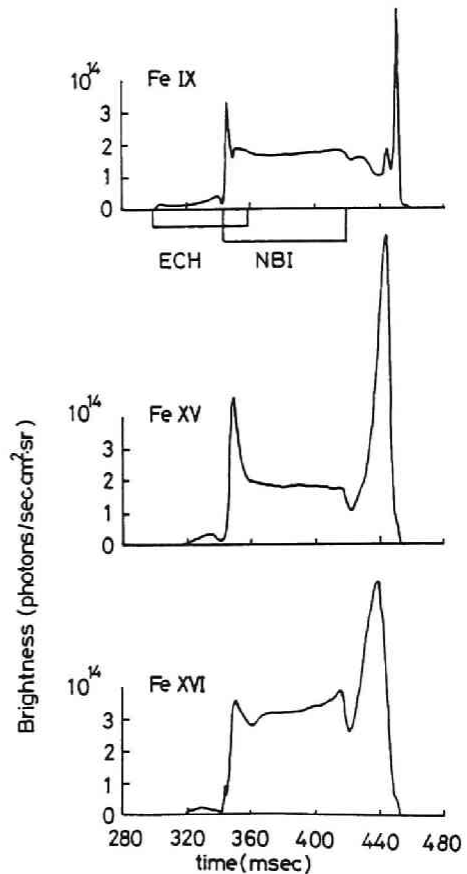


図 6-16 多価電離鉄イオンの発光強度

6-5-3 中性粒子ビームパワーに対する依存性

蛍光強度の中性粒子ビームパワーに対する依存性を調べた。ビームパワーは、0.8MWと3.6MWの2種類である。平均電子密度は、両者とも $2.5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ であるが、イオン温度は、0.8MW入射の時400eV、3.6MW入射の時1000eVである。蛍光感度は、図6-18に示すように、ビームパワーが0.8MWから3.6MWに増加した時4～5倍増加している。同様に荷電交換中性粒子束も変化している。

6-6 ま と め

ヘリオトロンE装置でレーザー誘起蛍光法を適用して中性鉄原子密度を測定するために、只1つの測定ポートを用いる同軸光学系を開発した。この方法は装置の構造上適切なポートの組み合わせが得られない場合や、加熱等によってポートの数が制限される場合に有効となる。但

し視線方向の空間分解能を高めるためには、大きな光路ストップ板、小さな径のアパーチャが必要となり、集光の立体角が小さくなり S/N の低下を招き易い。従って光学系設計には充分な注意が必要である。系の絶対感度較正は、クヌーセンセルで発生した鉄蒸気を用いて充分な精度をもって行うことができ、この種の装置の絶対感度較正法を確立した。

蛍光強度の時間変化、空間分布の測定から、壁よりスパッターされる鉄原子は、中性粒子束と強い相関が認められた。このことより中性粒子によるスパッタリングが鉄原子発生の大きな原因と考えることができる。3.6MWの中性粒子ビーム入射時に於ける平均鉄原子密度は、 10^8 cm^{-3} と評価され、放電管壁全体からのFlux量としては、 $8 \times 10^{18}/\text{sec}$ と見積られる。他方、プラズマ中の多価鉄イオンのBrightnessからは、 $5 \times 10^{18}/\text{sec}$ のinfluxが、プラズマの端からプラズマ中に入ることが考えられる。

従ってプラズマ中の鉄の量は、この荷電交換中性粒子束によって発生する鉄の量によって決まると考えられる。

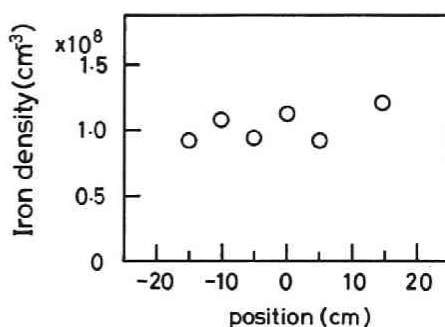


図6-17 蛍光強度の空間分布

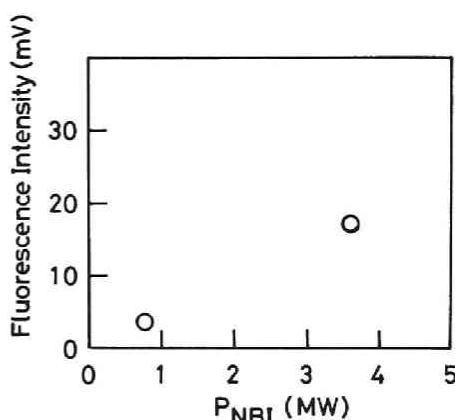


図6-18 蛍光強度のNBI出力依存性

第六章 参 考 文 献

- 1) P. Bogen, E. Hintz Comments. Plasma Phys. Cont. Fusion 4 (1978) 115
- 2) E. Hintz J. Nucl. Mater. 93 & 94 (1980) 86
- 3) 近藤克己, 浜本 誠, 尾田年充 応用物理 53 (1984) 1042
- 4) C. H. Muller III, K. H. Buwell Phys. Rev. Lett. 47 (1981) 330
- 5) H. Bay, B. Schweer J. Nucl. Mater. 128 & 129 (1984) 257
- 6) B. Schweer, P. Bogen, E. Hintz, D. Rusbuldt, S. Goto, K. H. Steuer J. Nucl. Mater. 111 & 112 (1982) 71
- 7) E. Dullni, E. Hintz, J. B. Roberto, R. J. Colchin, and R. K. Richards J. Nucl. Mater. 111 & 112 (1982) 61
- 8) P. Bogen, B. Schweer, H. Ringler, W. Otto J. Nucl. Mater. 111 & 112 (1982) 67
- 9) A. C. Eckveth, J. W. Davis Appl. Opt. 16 (1977) 804
- 10) T. Oda, K. Kondo, M. Hamamoto, T. Ohgo, S. Sudo, H. Zushi, T. Mutoh, F. Sano, M. Sato, H. Kaneko, T. Mizuuchi, S. Besshou, O. Motojima, T. Obiki, A. Iiyoshi, K. Uo J. Nucl. Mater. 128 & 129 (1984) 262
- 11) D. Rusbuldt 私信
- 12) M. Hamamoto, T. Ohgo, K. Kondo, T. Oda, A. Iiyoshi, and K. Uo Jpn. J. Appl. Phys. 25 (1986) 99
- 13) K. Kondo, T. Oda, M. Hamamoto, T. Ohgo, H. Okada, H. Zushi, T. Mizuuchi, S. Besshou, H. Kaneko, Y. Takeiri, T. Mutoh, S. Sudo, F. Sano, M. Sato, O. Motojima, T. Obiki, A. Iiyoshi, and K. Uo 7th Int. Conf. on Plasma-Surface Interactions in Controlled Fusion Devices. Princeton, 1986 J. Nucl. Mater. 145-147 (1987) 501
- 14) H. L. Bay, B. Schweer, P. Bogen and E. Hintz J. Nucl. Mater. 111 & 112 (1982) 732

第七章 総 括

本研究によって、ヘリオトロンE装置で生成されたプラズマに含まれる不純物イオンに関して、その種類、密度、輻射損失、輸送過程について実験的に明らかにすることができた。

不純物イオンの種類については、分光写真のスペクトル分析によって放電管壁の構成材である鉄のスペクトルを多数同定し鉄が重要な不純物イオンであることを確認した。又チタンフラッシングされたチタンも同様にプラズマ中に多く含まれることも明らかになった。軽元素では酸素によるスペクトルが多く次に炭素、窒素が認められた。

光電測定による密度評価では、鉄が多く $10^{10} \sim 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ の値を示し、次に酸素 10^{11} cm^{-3} 、チタン 10^{10} cm^{-3} の値を示している。

輻射損失は、鉄による割合が大きく全体の輻射量の70～80%を占めるものと考えられる。

輸送過程については、レーザーブローオフ法によって拡散係数 D と内向対流速度 V を決めることができ、 D の値としては、 $600 \sim 4000 \text{ cm}^2/\text{sec}$ 、 V の値は、 $0 \sim 300 \text{ cm/sec}$ の範囲の数値が得られた。 D の値が大きく、 V の値が小さい組み合わせは、ECRH単独でつくられたプラズマでみられ、NBIを加えると、 D の値は小さく内向きの対流速度がみられるようになった。

不純物の発生機構については、特に中性鉄原子を対象として、レーザー誘起蛍光法を用いて調べた。この方法によって放電管壁近傍の中性鉄原子密度を評価し、NBI時に 10^8 cm^{-3} 程度の値を得た。又この測定では、荷電交換中性粒子束との強い相関が認められ、発生機構としては、この中性粒子によるスパッタリングが大きな原因と考えられることを明らかにした。この測定を遂行する上で、従来2つの測定ポートを使用していたのを只1つのポートで測定できる同軸光学系を開発し有効に動作することを実験的に確認した。

今後の課題は、これまでに確立された実験的方法、レーザーブローオフ法、レーザー誘起蛍光法を駆使して、更に詳しく不純物の発生量、輸送過程を調べ、極力不純物を減少させる努力が必要である。

測定技術に関しては、single channel の真空紫外分光器を multi-channel 化しスペクトルを明確に把握し波長の同定等が可能にできるようにする必要がある。又シンクロトロン光を用いた絶対感度較正法を我が国に於いて確立する必要がある。

本研究が、今後行われるヘリオトロン型装置の研究に少しでも参考になれば、筆者にとってこれにまさる喜びはない。

附録 Ti注入による禁制線の観測

レーザーブローオフ法による不純物注入法を用いることにより、通常測定が困難な線スペクトルを極めて高い S/N 比で観測することが可能になる。従って原子分光学的あるいはプラズマ計測上興味ある禁制線を調べることができる。

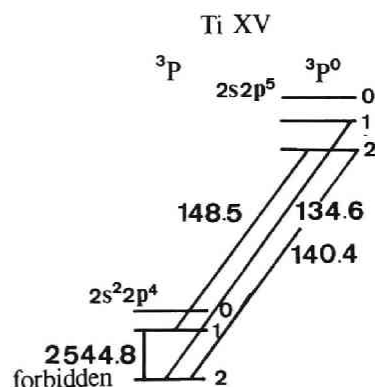
禁制線は、電気双極子放射の許容線の選択則、 $\Delta l = \pm 1$, $\Delta S = 0$ に従わない遷移で、磁気双極子放射の場合には、 $\Delta l = 0$, $\Delta n = 0$ の遷移が許される^(1,2) 表A-1に選択則を示してある。この磁気双極子放射は、高温プラズマ中の多価電離イオンの基底準位間の遷移として認められる⁽³⁾ この遷移の特徴は、対応するエネルギー準位の幅が狭く、放出される光の波長が長くなり近紫外域に分布し、高分解能を有する可視分光器の測定対象になりうることである。このことは、ドップラー幅、シフトの測定が容易であり、高電離イオンのイオン温度や、速度の評価の有力な手段になり得る^(4,5)

ここではTiを注入して、Ti XV 2544.8 Å の禁制線を確認したことを述べる。図A-1は、Ti XV のグロトリアン図である。2544.8 Å の線放射は、基底準位間の $^3P_1 - ^3P_2$ の遷移に対応しており、 $\Delta l = 0$, $\Delta n = 0$ の磁気双極子遷移になっている。

平均電子密度 $4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ 、電子温度 500 eV、イオン温度 550 eV のプラズマ中に Ti を注入した時、可視分光器 SPEC 1269 で波長 2544 Å で観測した光強度の時間変化を図A-2に

表A-1 選択則

Selection Rules		
Electric dipole	Magnetic dipole	Electric quadrupole
$\Delta J = 0, \pm 1$ ($0 \leftrightarrow 0$)	$\Delta J = 0, \pm 1$ ($0 \leftrightarrow 0$)	$\Delta J = 0, \pm 1, \pm 2$ ($0 \leftrightarrow 0, 1/2 \leftrightarrow 1/2, 0 \leftrightarrow 1$)
$\Delta M = 0, \pm 1$	$\Delta M = 0, \pm 1$	$\Delta M = 0, \pm 1, \pm 2$
Parity change	No Parity change	No parity change
One-electron jump $\Delta l = \pm 1$	No electron jump $\Delta l = 0$ $\Delta n = 0$	One or no electron jump $\Delta l = 0, \pm 2$
$\Delta S = 0$	$\Delta S = 0$	$\Delta S = 0$
$\Delta L = 0, \pm 1$ ($0 \leftrightarrow 0$)	$\Delta L = 0$	$\Delta L = 0, \pm 1, \pm 2$ ($0 \leftrightarrow 0, 0 \leftrightarrow 1$)



図A-1 Ti XV のグロトリアン図
(波長は Å で表示)

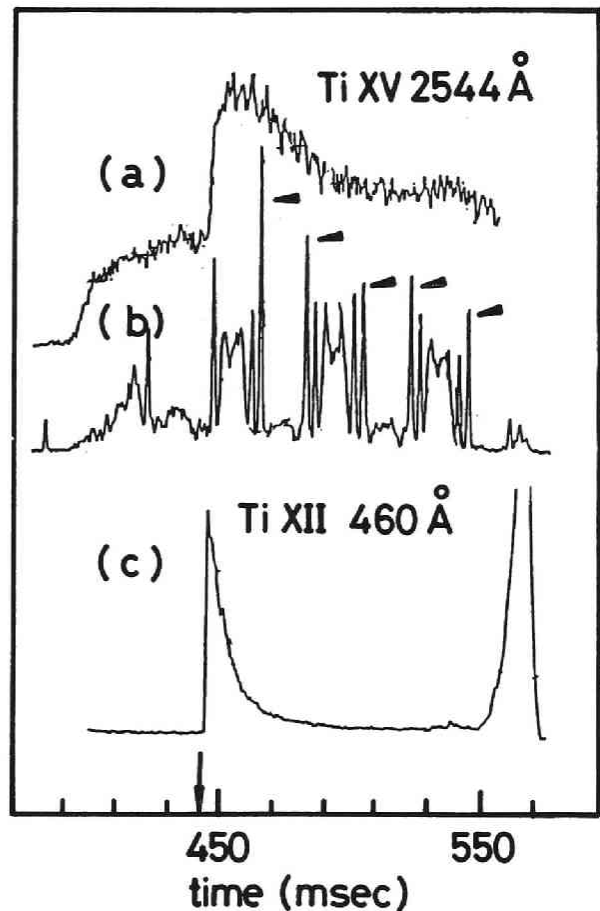
示す。

Ti は、レーザーブローオフ法によって時刻 $t = 446 \text{ msec}$ に入射した。(a) は、出口スリット幅 $300 \mu\text{m}$ にして波長 2544 \AA に設定して測定したものである。プラズマ生成と同時に、光強度が増加し、Ti を注入すると更に急激に増加し徐々に減少する。このことは、目的とする禁制線がプラズマ生成と同時に現われ Ti 注入によって更に増大しているのか、あるいは禁制線近くの他の線輻射が重っているのか識別できない。このいずれであるかを確めるため出口スリット直前に置かれた振動鏡で波長を高速で走査しこの近傍のスペクトルを観測したのが (b) である。これより3本の

線輻射が認められ ◀印をつけた線輻射の強度の時間変化は真空紫外分光器で観測した Ti XII 460 \AA (c) よりゆっくり減衰しているので Ti XII より高い電離電圧を有していることがわかる。これより ◀印をつけた線輻射が Ti XV 2544.8 \AA によるものと結論づけられる。他の2本の線輻射は Ti IV 2546 \AA 、 2547 \AA が可能性として考えられる。このように Ti を注入することによって Ti XV の禁制線を観測できることを実験的に明らかにすることができた。

禁制線は、Ti の他に Fe, Ni, Cr, Co 等^(7, 8) についても調べられているのでこれらのイオンを適切に組み合わせて注入してドップラー幅を測定すれば、それらの電離エネルギーと電子温度を比較するこ

とによりイオン温度の空間分布を詳しく知ることが可能であり、中性粒子エネルギー分析器によるイオン温度評価と併用すれば、より豊かな情報が得られるものと期待される。



図A-2 禁制線 2544 \AA と Ti XII 460 \AA の時間変化

附錄2 文 献

1. R. H. Garstang D. R. Bates(ed), Atomic and Molecular Processes (Academic Press, New York, 1962)
2. R. D. Cowan The Theory of Atomic Structure and Spectra (Univ. California Press, California, 1981)
3. G. A. Doschek, U. Feldman J. Appl. Phys. 47 (1976)
4. S. Suckewer, E. Hinnov Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 756
5. S. Suckewer, R. Fonik, E. Hinnov Phys. Rev. A21 (1980)
6. A. K. Bhatia J. Appl. Phys. 51 (1980) 146
7. U. Feldman, G. A. Doschek, C. C. Cheng J. Appl. Phys. 51 (1980) 190
8. K. D. Lawson, N. J. Peacock, M. F Stamp J. Phys. B 14 (1981) 1929

謝

辞

本研究を行うにあたり、研究の場を与えられ終始絶大なる御指導、御鞭撻を賜わり、今日まで筆者を暖かく見守って頂いた京都大学ヘリオトロン核融合研究センター長宇尾光治教授に心から感謝の意を表します。又飯吉厚夫教授には終始懇切なる御指導を頂き深く感謝致します。大引得弘教授には、中性粒子ビーム入射実験において御指導を頂き、本島 修教授には、ヘリオトロンE実験において多大の御指導、御協力を頂いたことに感謝します。森本茂行助教授には、ヘリオトロンD、DM、DR実験において御指導を頂き感謝します。又ECRHプラズマでの実験では佐藤元泰助教授、中性粒子ビーム入射実験では、佐野史道助教授に終始御協力、御助言を頂いたことを感謝致します。又測定に関しては、須藤 滋助教授、武藤 敬助教授、岡子秀樹助手、金子 博助手、別生 栄助手、水内 亨助手、竹入康彦助手、他多くの技官の方々の御協力を頂いた。又当時大学院生であった西野信博氏、馬籠幸一氏にも実験遂行上多くの御協力を頂いたことに感謝致します。

真空紫外分光器の感度校正には、米国MIT、J. Terry 博士、不純物入射実験では、同 J. Rice 博士、E. Marmar 博士の極めて強力な御指導、御協力を頂いた。又当センターの金子博助手には不純物入射時の軟X線データの解析結果について御教示頂いた。ここに厚く感謝の意を表します。

レーザー誘起蛍光法による測定では、広島大学尾田年充教授、大分大学浜本 誠助教授、福岡教育大学大後忠志講師に御指導、御協力を頂いた。ここに厚く感謝の意を表します。

又中性粒子エネルギー分析器に関しては、ソ連 Ioffe 研究所の Kislyakov 博士と筑波大学中島洋輔助手に感謝致します。

更に多くの議論を頂いた若谷誠宏教授、花谷 清助手、中須賀正彦助手に感謝致します。

本研究はヘリオトロン核融合研究センターで行われている制御核融合炉を目的としたヘリオトロン研究の一環として行われたものであり、以上の多くの方々の御指導、御協力があって初めて実現し得たものである。ここに改めて深い感謝の意を表します。

日本物理学会における発表

1. ヘリオトロンE装置における計測 1980年(35回年会) 30a-K-23
2. ヘリオトロンE装置における不純物の振舞 1980年(科の分科会) 1a-R-6
3. ヘリオトロンEプラズマの分光測定 1981年(36回年会) 30a-F-6
4. ヘリオトロンEプラズマの分光測定 1981年(秋の分科会) 4p-NW-4
5. ヘリオトロンEプラズマの真空紫外分光測定 1982年(37回年会) 2a-Y-12
6. ヘリオトロンEプラズマの分光測定 1983年(38回年会) 30p-A-2
7. ヘリオトロンEプラズマの分光測定 1983年(秋の分科会) 13p-DJ-8
8. レーザー誘起蛍光法によるヘリオトロンEプラズマの計測 1983年(秋の分科会)
1983年(秋の分科会) 14p-DJ-3
9. ヘリオトロンEプラズマへの不純物入射実験 1984年(39回年会) 3p-RB-3
10. レーザー誘起蛍光法によるヘリオトロンEプラズマの計測Ⅱ 1984年(39回年会)
4p-RC-7

論 文

1. 近藤克己 ヘリオトロン装置における分光測定 「プラズマ原子過程と極端紫外放射の分光研究」 p. 29, 1980年3月
2. 近藤克己, 関子秀樹, 中須賀正彦 ヘリオトロンE装置での分光測定計画 核融合研究 別冊 43/3, p. 61, 1980年
3. 近藤克己, 西野信博 ヘリオトロンE装置における分光計測 核融合研究 別冊 45/3, 1981年
4. 西野信博, 近藤克己 ヘリオトロンEプラズマの分光測定 核融合研究 別冊 47/5, p. 127, 1982年
5. 近藤克己 ヘリオトロンEの計測 核融合研究 別冊 47/6, p. 21, 1982年
6. 西野信博, 近藤克己 ヘリオトロンEにおける分光測定 核融合研究 別冊 49/4 p. 271, 1983年
7. 近藤克己, 西野信博 ヘリオトロン装置における分光測定 「プラズマ原子過程とスペクトル線の構造」 p. 87, 1983年
8. 近藤克己, 浜本 誠, 尾田年充 レーザー誘起蛍光法によるプラズマ計測 応用物理 53, 1042, 1984年
9. K. Uo, A. Iiyoshi, T. Obiki, S. Morimoto, A. Asaki, K. Kondo, S. Yoshioka, I. Ohtake, S. Konoshima, M. Sato, O. Motojima, M. Koyama. Confinement and Ion-Cyclotron-Heating Experiments with Ohmically Heated Plasma in the Heliotron-D. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. (Proc. 5th Int. Conf. Tokyo, 1974) vol. II, (1975) p. 129
10. K. Uo, A. Iiyoshi, T. Obiki, S. Morimoto, A. Asaki, K. Kondo, O. motojima, S. Yoshioka, I. Ohtake, M. Nakasuga, M. Sato, K. Hanatani, T. Mutoh. Plasma Confinement and RF Heating on the Heliotron DM and D Devices. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 6th Int. Conf. Berchtesgarden), vol. II. (1977) p. 103
11. K. Uo, A. Iiyoshi, H. Akimune, T. Obiki, S. Morimoto, M. Wakatani, A. Sasaki, K. Kondo, O. Motojima, M. Sato, T. Mutoh, I. Ohtake, M. Naka-

- suga, T. Mizuuchi, S. Kinoshita, K. Hanatani, T. Amano, S. Hamada. RF. Heating Experiments on Heliotron Devices and Analysis of Equilibrium and Stability of Straight Helical Heliotron Plasma. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 7th Int. Conf. Innsbruck) vol. II (1979) p. 323
12. K. Uo, A. Iiyoshi, T. Obiki, S. Morimoto, M. Wakatani, O. Motojima, A. Sasaki, K. Kondo, M. Sato, K. Hanatani, T. Mutoh, H. Zushi, H. Kaneko, S. Besshou, F. Sano, I. Ohtake, M. Nakasuga, T. Mizuuchi, S. Kinoshita, Y. Nakashima, N. Nishino. Recent Developments in Heliotron Research. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 8th Int. Conf. Brussels) vol. I (1981) p. 217
13. K. Uo, A. Iiyoshi, T. Obiki, O. Motojima, S. Morimoto, A. Sasaki, K. Kondo, M. Sato, T. Mutoh, H. Zushi, H. Kaneko, S. Besshou, F. Sano, T. Mizuuchi, S. Sudo, K. Hanatani, M. Nakasuga, I. Ohtake, M. Iima, Y. Nakashima, N. Nishino. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 9th Int. Conf. Baltimore) vol. II, (1983) p. 209
14. K. Uo, A. Iiyoshi, T. Obiki, O. Motojima, S. Morimoto, M. Wakatani, A. Sasaki, K. Kondo, M. Sato, K. Hanatani, T. Mutoh, H. Zushi, H. Kaneko, S. Besshou, M. Nakasuga, F. Sano, T. Mizuuchi, S. Sudo, J. Harris, I. Ohtake, M. Iima, H. Okada, Y. Nakashima. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 10th Int. Conf. London) D-I-2
15. A. Iiyoshi, O. Motojima, M. Sato, T. Mutoh, S. Sudo, T. Mizuuchi, H. Kaneko, H. Zushi, S. Besshou, K. Kondo, H. Okada, M. Iima, I. Ohtake, M. Wakatani, S. Morimoto, M. Nakasuga, T. Obiki, K. Uo. RF. Heating of Currentless Plasma in Heliotron E. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 10th Int. Conf. London) F-I-4
16. S. Morimoto, K. Kondo, T. Mizuuchi, A. Iiyoshi, K. Uo. Confinement of Ohmically Heated Plasmas in Heliotron D. Jpn. J. Appl. Phys. 18 (1979) 621

17. Heliotron E G. Diagnostics in Heliotron E. Proc. of USSR-Japan Joint Seminar on Plasma Diagnostics Nagoya, (1980) p. 22
18. S. Morimoto, K. Kondo, T. Mizuuchi, A. Iiyoshi, K. Uo. Electron Thermal Energy of Ohmically-Heated Plasmas in Heliotron D. Jpn. J. Appl. Phys. 20 (1981) 301
19. H. Zushi, Y. Nakashima, K. Kondo, A. Iiyoshi, K. Uo. Charge Exchange Neutral Measurement in Heliotron E. J. Phys. Soc. Jpn. 51 (1982) 2673
20. H. Zushi, Y. Nakashima, K. Noumi, K. Kondo, S. Sudo, T. Mutoh, O. Motojima, A. Iiyoshi, K. Uo. Ion Energy Containment in Heliotron E. Nucl. Fusion 22 (1982) 1341
21. T. Mutoh, O. Motojima, S. Sudo, K. Kondo, Y. Ijiri, S. Besshou, H. Kaneko, T. Mizuuchi, H. Zushi, T. Obiki, A. Iiyoshi, K. Uo. Parametric Studies of Ohmically Heated Plasmas in Heliotron E. IEEE Trans. on Plasma Science PS-11 (1983) 238
22. S. Sudo, K. Kondo, T. Mutoh, H. Zushi, A. Iiyoshi, K. Uo. Two Pulse and Multiple Position Thomson Scattering System. Jpn. J. Appl. Phys. 22 (1983) 485
23. K. Kondo, S. Sudo, H. Zushi, T. Mizuuchi, T. Mutoh, H. Kaneko, K. Yaguchi, A. Iiyoshi, K. Uo, T. Oda, M. Hamamoto, T. Ohgo. Laser-Aided Plasma Diagnostics on Heliotron E. Proc. Kyushu Int. Symp. Laser-Aided Plasma Diagnostics (1983) p. 45
24. K. Kondo, N. Nishino, K. Magome, T. Mutoh, H. Kaneko, H. Zushi, O. Motojima, T. Obiki, A. Iiyoshi, K. Uo. Spectroscopy in Heliotron E. Proc. on Symp. on Atomic Collision Data for Diagnostics and Modeling of Fusion Plasma, Nagoya (1983) p. 139
25. J. E. Rice, J. L. Terry, E. S. Marmor, O. Motojima, H. Kaneko, K. Kondo, T. Mizuuchi, S. Besshou, T. Mutoh, F. Sano, A. Sasaki, M. Sato, S. Sudo, H. Zushi, M. Iima, K. Magome, T. Obiki, A. Iiyoshi, K. Uo. Transport of Injected Impurities in Heliotron E. Nucl. Fusion 24 (1984) 1205
26. T. Oda, K. Kondo, M. Hamamoto, T. Ohgo, S. Sudo, H. Zushi, T. Mutoh, F. Sano,

- M. Sato, H. Kaneko, T. Mizuuchi, S. Besshou, O. Motojima, T. Obiki, A. Iiyoshi, K. Uo. Observation of Metal Impurity Behavior in Heliotron by Use of Laser-Induced Fluorescence Technique. *J. Nucl. Mater.* 128 & 129 (1984) 262
27. K. Kondo, H. Kaneko, H. Zushi, T. Mizuuchi, T. Mutoh, S. Besshou, H. Okada, S. Sudo, F. Sano, M. Sato, O. Motojima, T. Obiki, A. Iiyoshi, T. Oda, M. Hamamoto, T. Ohgo, J. Terry, J. Rice, E. Marmar, K. Uo. Spectroscopic Measurements on Heliotron E. *Proc. on US-Japan Workshop on Tokamak Diagnostics by X-Ray, VUV and Optical Radiations*, Nagoya (1984) p. 4
28. M. Hamamoto, T. Ohgo, K. Kondo, T. Oda, A. Iiyoshi and K. Uo. Coaxial Laser-Induced Fluorescence Spectroscopic System for Impurity Diagnostics in Plasmas. *Jpn. J. Appl. Phys.* 25 (1986) 99
29. K. Kondo, H. Okada, H. Zushi, T. Mizuuchi, S. Besshou, H. Kaneko, Y. Takeiri, T. Mutoh, S. Sudo, F. Sano, M. Sato, O. Motojima, T. Obiki, A. Iiyoshi, K. Uo, T. Oda, M. Hamamoto, T. Ohgo. Neutral Fe Atom Measurements by Laser Induced Fluorescence Spectroscopy in Heliotron-E. *J. Nucl. Mater.* 145-147 (1987) 501

